ORSAY

N^o d'ordre:

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

le 23 novembre 2001

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par **Hugo PEREIRA DA COSTA**

Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS

Président du jury:	Dr. Pascal Debu
Rapporteur:	Prof. Etienne Augé
Rapporteur:	Prof. Dietrich Von Harrach
Examinateur:	Dr. Alain Magnon
Examinateur:	Dr. Philippe Mangeot
Examinateur:	Prof. Dietrich Schinzel

à Roland Topor,

à qui je dois la première apparition
du terme *gluon* dans mon vocabulaire.
(Téléchat - 1983)

Remerciements.

Je remercie chaleureusement Alain Magnon, directeur de ma thèse, responsable de mes travaux au Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et Philippe Rebourgeard, chef du projet COMPASS pour les services techniques au CEA-Saclay. Au delà de la simple hiérarchie, ils sont tout deux des amis et leur confiance, leur perspicacité, leur enthousiasme ont été, pour moi, un moteur.

Stéphane Platchkov, adjoint au chef du Service d'Electronique et d'Informatique (SEI) et que je connais depuis plusieurs années m'a lui aussi accompagné de ses conseils et encouragements au cours de cette thèse et je l'en remercie.

J'ai rencontré à plusieurs reprises Joël Feltesse, chef du Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée (DAPNIA). Sans avoir directement participé à ma thèse il l'a rendue possible et je l'en remercie.

Pascal Debu, chef du Service de Physique des Particules et Dietrich Schinzel, du CERN, font partie des personnes qui sans me connaître directement se sont intéressées de près a mes travaux. Dietrich Schinzel a participé au jury de ma thèse et Pascal Debu l'a présidé. Je les en remercie tous deux vivement.

L'équipe de chercheurs du Service de Physique Nucléaire (SPhN) auprès de laquelle j'ai effectué ma thèse a été d'un grand secours par son accueil, son écoute, sa cordialité. Je remercie à ce titre Jacques Ball, Colin Bernet, Yann Bedfer, Fabienne Kunne, Jean-Marc Le Goff, Claude Marchand, Damien Neyret, Dominique Thers. Je remercie également l'ensemble des personnes du SPhN avec qui j'ai pu discuter de mes travaux ou des leurs; notamment Jacques Martino et Nicolas Alamanos, chefs successifs du SPhN pendant ces trois années, ainsi que Bijan Saghai et Françoise Auger, adjoints au chef.

Les différentes étapes de ma thèse ont été guidées par la construction de prototypes de chambres à dérive et du premier ensemble de chambres pour l'expérience COMPASS. Cette construction a été réalisée au Service d'Etude des Détecteurs (SED) auprès duquel j'ai longuement travaillé. Je remercie Philippe Mangeot, chef du SED, pour sa présence tout au long de ma thèse et plus particulièrement

au cours de la construction du détecteur final ainsi que pour sa participation à mon Jury de thèse. Je remercie également et avec beaucoup d'émotion Dominique Durand, Robert Durand, Michel Usseglio et Franck Senée pour leur sérieux et simultanément leur gaieté quotidienne. Ils sont les véritables artisans de ces chambres à dérive.

Un détecteur de particules, aussi perfectionné soit-il, ne peut fonctionner sans l'utilisation d'une électronique appropriée pour en amplifier et *enregistrer* les signaux. L'électronique des chambres à dérive de COMPASS a été conçue et réalisée au SEI. Dans la mesure où les performances des chambres dépendent fortement de celles de leur électronique, j'ai longuement travaillé avec les personnes de ce service en charge du projet COMPASS au CEA. Je remercie à ce titre Gérard Tarte, Jean Pierre Bard, Eric Delagne, Philippe Abbon, et François Darniaud, chef du SEI. J'ai beaucoup apprécié leur accueil, leur compétence et leur disponibilité.

Françoise Gougnaud, du Service d'Instrumentation Générale (SIG) et Thierry Lerch du Service de Gestion des Programmes et d'Ingénierie (SGPI) ont également grandement contribué à la mise en œuvre des chambres à dérive et j'ai pu profiter de leur aide, de leurs conseils, tout au long de ma thèse. Je leur en suis reconnaissant.

Mon travail a été présenté à l'ensemble de la collaboration COMPASS à plusieurs reprises. Ces présentations ont été l'occasion de remarques, commentaires, suggestions de la part de nombreux membres. Je remercie ces derniers et plus particulièrement Kay Koenigsmann et Horst Fisher de l'université de Freiburg, Dietrich Von Harrach de l'université de Mayence, Gerhard Mallot du CERN et Angelo Maggiora de l'INFN, à Turin.

Dietrich Von Harrach (Freiburg) et Etienne Augé (LAL,à Orsay) ont accepté de participer au jury de ma thèse en temps que rapporteurs, en dépit de l'occupation de leur emploi du temps. Je leur en suis d'autant plus reconnaissant.

Je remercie également mes parents, Michèle Louveau et Antonio Pereira, ainsi que mes amis, pour leur soutien et leur patience au regard de mes sautes d'humeur, tout au long de ces trois années.

Enfin je remercie Eva, pour tout ce qui ne concerne pas directement cette thèse, c'est à dire presque tout.

Table des matières

1 L'expérience COMPASS **3**

1.1 La structure en spin du nucléon. 3

1.1.1 La règle de somme du moment angulaire. 3

1.1.2 Diffusion profondément inélastique. 5

1.1.3 Le tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ et les fonctions de structure du nucléon. 7

1.1.4 La fonction de structure polarisée g_1 et le spin du nucléon. 9

1.1.5 Le modèle des partons. 12

1.1.6 Résultats expérimentaux: la crise du spin 15

1.1.7 Conclusion 16

1.2 Principe de la mesure de ΔG par l'expérience COMPASS. 17

1.2.1 La fusion photon-gluon. 17

1.2.2 Asymétrie de taux de comptage. 19

1.2.3 Identification des événements de type fusion photon-gluon. 19

1.2.4 Erreur statistique sur la mesure de l'asymétrie 23

1.3 Description du dispositif expérimental. 24

1.3.1 Vue d'ensemble. 24

1.3.2 Le faisceau de muons. 26

1.3.3 La cible polarisée. 30

1.3.4 L'aimant dipolaire SM1. 33

1.3.5 Détecteurs de particules pour la reconstruction des trajectoires. 33

1.3.6 Le RICH . . . 39
1.3.7 Calorimètres. . . . 40
1.3.8 Les absorbeurs à muons. . . . 40
1.3.9 Identification des événements (*trigger*). . . . 40
1.3.10 Le système d'acquisition. . . . 41
1.4 Contraintes sur les chambres à dérive de l'expérience COMPASS. 43
1.4.1 Motivations. . . . 43
1.4.2 Efficacité de détection et flux incident. . . . 43
1.4.3 Résolution spatiale. . . . 44
1.4.4 Comportement en présence d'un champ magnétique. . . . 44
1.4.5 Désactivation dans la région des petits angles. . . . 44

2 Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive. 45

2.1 Configuration électrostatique d'une *cellule* de chambre à dérive. . 45
2.2 Interaction des particules chargées avec le mélange gazeux. . . . 48
2.2.1 Ionisation primaire et états excités. . . . 48
2.2.2 Particules au minimum d'ionisation . . . 50
2.2.3 Ionisation secondaire . . . 50
2.3 Dérive des électrons et des ions. . . . 51
2.3.1 Dérive des électrons. . . . 51
2.3.2 Dérive des électrons en présence d'un champ magnétique . 52
2.3.3 Dérive des ions. . . . 53
2.4 Multiplication des charges. . . . 54
2.4.1 Principe. . . . 54
2.4.2 Facteur d'amplification et premier coefficient de Townsend. 54
2.4.3 Constitution du mélange gazeux . . . 55
2.5 Formation du signal électrique. . . . 55

2.5.1 Courant induit par les électrons. 56
2.5.2 Courant induit par les ions. 57
2.6 Principe de fonctionnement de l'électronique frontale 58
2.6.1 Pré-amplification 58
2.6.2 Amplification 59
2.6.3 Bruit électronique 60
2.6.4 Discrimination du signal analogique 60
2.6.5 Mesure du temps de franchissement du seuil 60
2.7 Conclusion: détermination de la position de la particule incidente. 61

3 Caractérisation et optimisation du détecteur. 63
3.1 Introduction: nécessité de l'utilisation de prototypes. 63
3.2 Description du prototype de chambre à dérive DC1. 64
3.3 Caractérisation d'un détecteur de particules à l'aide d'un télescope. 65
3.3.1 Utilisation de faisceaux tests. 66
3.3.2 Détermination de la trajectoire de la particule incidente. . 67
3.4 Présentation des objectifs. 70
3.5 Mélange gazeux. 71
3.5.1 Motivations du choix des gaz étudiés. 71
3.5.2 Propriétés *simulées* des mélanges gazeux étudiés. 72
3.5.3 Mesure du facteur d'amplification. 75
3.5.4 Efficacité de détection. 80
3.5.5 Relation RT. 85
3.5.6 Résolution spatiale 93
3.5.7 Choix du mélange gazeux. 96
3.6 Electronique frontale. 98
3.6.1 Description des amplificateurs-discriminateurs utilisés. . . 98

3.6.2 Comparaison des performances des amplificateurs. 99
3.6.3 Choix de l'électronique frontale. 102
3.6.4 Caractérisation du bruit électronique. 102
3.6.5 Blindage électromagnétique et connection des masses. . . . 106
3.7 Conclusion 108

4 Flux incident dans les chambres à dérive de l'expérience COMPASS. 111

4.1 Mesure du flux incident de particules chargées dans un environnement réaliste 111
4.1.1 Description du prototype de chambre à dérive DC2. 111
4.1.2 Description du dispositif employé sur la ligne M2. 113
4.1.3 Principe de la mesure 114
4.1.4 Résultats expérimentaux. 115
4.2 Efficacité de détection en fonction du flux incident. 118
4.2.1 Temps d'occupation et empilement des signaux. 118
4.2.2 Résultats expérimentaux pour l'amplificateur ASD8. . . . 119
4.3 Réduction de la taille de la cellule de dérive. 120
4.3.1 Flux par fil et taille de la cellule de dérive. 120
4.3.2 Temps d'occupation des signaux. 122
4.3.3 Efficacité de détection. 123
4.3.4 Résolution spatiale. 123
4.3.5 Conclusion 124
4.4 Désactivation du détecteur dans la région des petits angles (SAT). 124
4.4.1 Principe de la désactivation. 125
4.4.2 Contrainte sur l'efficacité de la désactivation 128
4.4.3 Efficacité de désactivation. 128
4.4.4 Transition de la zone inactive à la zone active. 129
4.4.5 Désactivation dans un environnement réaliste. 131

4.4.6 Conclusion 133

5 Reconstruction de la trajectoire des particules dans une station de chambres à dérive:

5.1 Dispositif expérimental simulé. 135

5.1.1 Disposition des détecteurs. 135

5.1.2 Description d'une station de chambre à dérive. 136

5.1.3 Simulation d'un échantillon réaliste de traces incidentes. . 138

5.2 Algorithme de reconstruction. 144

5.2.1 Principe. 144

5.2.2 Association au niveau des doublets de chambres décalées . 145

5.2.3 Association en *familles* correspondant à la même particule. 150

5.2.4 Levée des ambiguïtés droite/gauche, calcul des paramètres de la trace.152

5.3 Paramètres de la simulation et contraintes. 157

5.3.1 Contraintes sur la géométrie de la station. 157

5.4 Optimisation en terme de proportions de traces *fantômes*. 158

5.4.1 Orientation optimale des chambres inclinées. 159

5.4.2 Influence de la distance entre les chambres. 162

5.4.3 Influence de la multiplicité des événements simulés. 163

5.5 Evaluation des résolutions spatiales et angulaires. 163

5.5.1 Détermination analytique 164

5.5.2 Résultats de la simulation. 167

5.6 Géométrie retenue. 170

5.7 Intégration des chambres à dérive dans l'algorithme de reconstruction de COMPASS.171

5.7.1 CORAL (COmpass Reconstruction Algorithm Library). . . 171

5.7.2 Détecteurs du type chambres à dérive. 171

5.7.3 Levée des ambiguïtés droite/gauche au sein de CORAL. . 172

5.7.4 Performances. 175

5.7.5 Traitement de l'information dans la suite de l'algorithme. . 177
5.8 Conclusion. 179

6 Etude de l'acceptance du spectromètre de l'expérience COMPASS. 189
6.1 Introduction. 189
6.2 Principe. 190
6.2.1 Dispositif simulé. 190
6.2.2 Echantillon d'événements simulés 190
6.2.3 Détermination de l'acceptance 191
6.3 Résultats. 194
6.3.1 Acceptance du spectromètre complet. 194
6.3.2 rapports d'acceptances entre le spectromètre *réduit* et le spectromètre complet. 195
6.3.3 Discussion. 195
6.4 Pouvoir d'analyse. 196
6.4.1 Moyenne effective sur les cellules de la cible. 196
6.4.2 Pondération des événements. 197
6.4.3 Résultats 198
6.4.4 conclusion 199
6.5 Acceptance du spectromètre pour la prise de donnée 2001. 201
6.5.1 Modifications par rapport au spectromètre complet. 201
6.5.2 Résultats. 202

7 Résultats préliminaires obtenus au cours de la première prise de données de COMP
7.1 Flux incidents dans la région située entre l'aimant SM1 et le RICH. 206
7.1.1 Conditions nominales. 207
7.1.2 Conditions de calibration. 208
7.2 Performances et calibration des détecteurs. 211
7.2.1 Efficacité de détection. 211

7.2.2 Relations RT. 214
7.2.3 Résolution spatiale. 215
7.3 Reconstruction des trajectoires dans les conditions nominales. . . 218
7.4 Conclusion. 222

Introduction.

Les nucléons ont longtemps été considérés comme les constituants fondamentaux du noyau atomique. Cependant la découverte d'autres hadrons possédant des propriétés analogues à celles des nucléons a incité un certain nombre de physiciens, dont Gell-Mann, à les regrouper en **multiplets** décrits par le modèle des **quarks constituants**. Dans ce modèle, le proton et le neutron sont constitués de trois quarks portant chacun environ un tiers de la masse du nucléon: deux quarks *up* (u) et un quark *down* (d) pour le proton; deux quarks d et un quark u, pour le neutron.

Aujourd'hui, la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) décrit le nucléon comme un objet composite constitué des **quarks** u, d et s ainsi que de leurs anti-quarks respectifs[(1)] en interaction via les **gluons**, bosons de l'interaction forte. Ces quarks diffèrent des quarks constituants dans la mesure où ils sont ponctuels, de masse négligeable devant celle du nucléon et en nombre indéfini.

Il n'est pas possible de prédire complètement la façon dont ces quarks et ces gluons sont agencés dans le nucléon à l'aide de QCD car cela relève du domaine non perturbatif de la théorie. C'est pourquoi de nombreuses expériences ont été réalisées dans le but de répondre notamment aux questions suivantes:

- Quelle fraction de l'impulsion du nucléon est portée par les quarks ? Par les gluons ?

- Quelle fraction du spin 1/2 du nucléon est portée par les quarks ? Par les gluons ?

Le principal objectif de l'expérience COMPASS[1] au CERN est **la mesure directe de la contribution du spin des gluons au spin du nucléon**, notée ΔG, au moyen d'un mécanisme mettant en jeu la fusion d'un photon et d'un gluon du nucléon lors de la diffusion d'un faisceau de muons polarisés de haute énergie sur une cible de nucléons polarisés. Les produits de cette diffusion sont

(1) Les trois autres saveurs, c, b et t, sont généralement négligées du fait de leur masse élevée

détectés par un spectromètre de grande acceptance, séparé en deux étages et capable de fonctionner en présence d'un flux élevé de particules.

Le Service de Physique Nucléaire (SPhN) du CEA à Saclay est responsable de la détection des particules chargées dans la première partie du spectromètre de COMPASS, dans la région située entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire. Deux types de détecteurs ont été développé dans ce but: des chambres Micromégas[2] pour les particules émises à petit angle depuis la cible; des chambres à dérives pour les particules émises à grand angle.

Ce mémoire présente l'ensemble des études réalisées dans le but d'optimiser et de mettre en œuvre ces chambres à dérive, compte-tenu des contraintes requises par COMPASS.

Le **chapitre 1** est consacré aux motivations théoriques de la mesure de ΔG et à la description du spectromètre de COMPASS. J'y présente notamment les contraintes sur les chambres à dérive imposées par les conditions dans lesquelles elles doivent fonctionner.

Dans le **chapitre 2** je décris en détail le fonctionnement d'une chambre à dérive et la nature de l'information qu'elle délivre dans le but d'annoncer et de justifier les études présentées ensuite.

Les **chapitres 3 et 4** sont consacrés à l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus à l'aide de prototypes de chambre à dérive aux cours de plusieurs campagnes de tests menées sur les faisceaux du CERN. Ces résultats permettent de déterminer la plupart des caractéristiques des chambres à dérives destinées au spectromètre de l'expérience COMPASS.

Les résultats expérimentaux des chapitres précédents ont été complétés par une simulation complète des chambres à dérive destinées au spectromètre de COMPASS. Cette simulation permet de déterminer la géométrie des chambres et leur agencement dans le spectromètre. Elle fait l'objet du **chapitre 5**. Plusieurs outils développés pour la simulation ont été incorporés dans l'algorithme de reconstruction des trajectoires de l'expérience COMPASS et j'en montre les performances.

L'étude présentée dans le **chapitre 6** permet de quantifier le rôle des chambres à dérive au sein du spectromètre quant à la détection des particules produites lors des événements de type fusion photon-gluon dans la cible. Cette étude a été réalisée à la fois pour le spectromètre *nominal* et pour le spectromètre *réduit* utilisé pour la prise de donnée de l'année 2001.

Enfin le **chapitre 7** présente les résultats préliminaires obtenus à l'aide de la première chambre à dérive de COMPASS au cours de la prise de donnée 2001.

Chapitre 1

L'expérience COMPASS

Ce chapitre présente l'expérience COMPASS (*Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*) qui a démarré au CERN au printemps 2001 et dont l'objectif principal est la mesure de la contribution des gluons au spin du nucléon[(1)]. Dans un premier temps je présente les motivations théoriques de cette mesure; je décris ensuite la façon dont elle est réalisée dans l'expérience COMPASS; enfin je décris l'ensemble du dispositif expérimental.

1.1 La structure en spin du nucléon.

1.1.1 La règle de somme du moment angulaire.

La chromodynamique quantique (Quantum ChromoDynamics ou QCD), théorie de l'interaction forte, décrit la structure interne du nucléon en terme de ses constituants, les quarks et les gluons. Les grandeurs caractéristiques du nucléon telles que son spin, sa charge ou son impulsion résultent de l'agencement de ces particules élémentaires. La conservation du moment angulaire total impose que le spin du nucléon se décompose en trois termes[3]:

$$\frac{1}{2} = S_z^q + S_z^g + L_z \tag{1.1}$$

Cette décomposition est nommée la **règle de somme du moment angulaire**.

Le premier terme, S_z^q, représente la contribution du spin des quarks. Le spin des

[(1)] Il s'agit en réalité du principal objectif du *programme muons* de COMPASS, utilisant le faisceau de muons de la ligne M2 du CERN. Il existe un autre programme dit *programme hadrons*[1] dont il ne sera pas fait état dans ce travail.

quarks valant 1/2, cette contribution s'écrit

$$S_z^q = \frac{1}{2}\Delta\Sigma \tag{1.2}$$

où $\Delta\Sigma$ est la différence entre le nombre de quarks dont le spin est parallèle à celui du nucléon et le nombre de quarks dont le spin est anti-parallèle à celui du nucléon.

Le second terme, S_z^g, représente la contribution du spin des gluons. Le spin des gluons valant 1, on peut écrire de façon analogue à 1.2:

$$S_z^g = \Delta G \tag{1.3}$$

où ΔG est la différence entre le nombre de gluons dont le spin est parallèle à celui du nucléon et le nombre de gluons dont le spin est anti-parallèle à celui du nucléon.

Enfin le dernier terme, L_z, représente la contribution du moment orbital des constituants du nucléon. Il se décompose à son tour en une contribution des quarks et une contribution des gluons:

$$L_z = L_z^q + L_z^g \tag{1.4}$$

La chromodynamique quantique permet de contraindre les trois grandeurs $\Delta\Sigma$, ΔG et L_z, au moyen d'inégalités ou de règles de sommes. Cependant elle ne permet pas d'en calculer la valeur exacte, car pour les faibles énergies mises en jeu dans le calcul de ces grandeurs la constante de couplage de l'interaction forte, α_s, est élevée et un traitement perturbatif de la théorie n'est pas possible. Par conséquent il est nécessaire de mesurer ces grandeurs expérimentalement afin de comprendre la structure du nucléon. C'est la première motivation de la mesure de ΔG.

Plusieurs expériences ont mesuré la contribution du spin des quarks $\Delta\Sigma$. Les expériences EMC puis SMC, au CERN, ont pour cela utilisé la **diffusion profondément inélastique** d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de protons ou de neutrons polarisés. Dans le cadre d'une analyse au premier ordre de QCD (ordre 0 en α_s) pour le processus de diffusion profondément inélastique, cette mesure fournit $\Delta\Sigma$. Les résultats surprenants obtenus de cette façon (historiquement qualifiés de *crise du spin du nucléon*) ont conduit à mettre en doute la validité de cette analyse. La prise en compte de l'ordre supérieur en α_s montre que la connaissance de ΔG est nécessaire à l'interprétation en terme de $\Delta\Sigma$ des résultats expérimentaux. Le prochain paragraphe est consacré à l'étude du processus de diffusion profondément inélastique et décrit succinctement cette propriété.

1.1.2 Diffusion profondément inélastique.

Définition.

La diffusion profondément inélastique permet de sonder la structure du nucléon, en terme de quarks et de gluons. Elle correspond au diagramme représenté sur la figure 1.1. Un lepton (ici un muon) diffuse sur un nucléon (ici un proton) via l'échange d'un photon virtuel. Elle se distingue de la diffusion élastique et de la diffusion sur des résonances par le domaine cinématique (énergie du photon et angle de diffusion du muon) ou (ce qui revient au même) par l'état hadronique final, noté ici X.

- **diffusion élastique**: la structure interne du nucléon n'est pas atteinte. Il reste dans son état fondamental après la diffusion.
- **diffusion sur des résonances**: le nucléon est excité dans un état résonnant. Après la diffusion l'état excité se désintègre avec un temps de vie caractéristique de la résonance.
- **diffusion profondément inélastique**: le lepton diffuse sur les composants fondamentaux du nucléon (quarks ou gluons[(2)]) . Après diffusion les quarks se recombinent, formant de nouveau hadrons différents du nucléon initial. Contrairement à la diffusion sur des résonances il n'est pas possible dans ce cas de définir un état lié intermédiaire possédant un temps de vie défini.

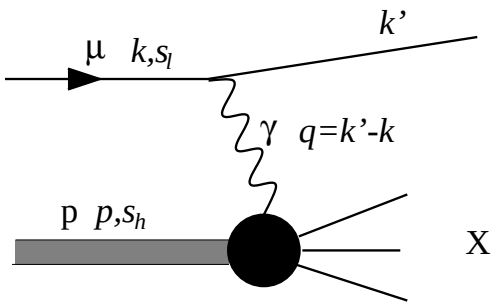


Figure 1.1: Diffusion profondément inélastique polarisée d'un muon sur un proton.

Si l'état hadronique final X n'est pas mesuré, la diffusion profondément inélastique est dite **inclusive**. Si par contre certains des hadrons de l'état final X sont identifiés, il s'agit d'une mesure **semi-inclusive**.

[(2)]la diffusion sur un gluon n'est pas un processus direct, dans la mesure où ce dernier est de charge nulle. Elle est décrite dans le paragraphe 1.2.1.

Grandeurs cinématiques.

Les variables cinématiques permettant de décrire la diffusion profondément inélastique de façon inclusive sont:

- k la quadri-impulsion du lepton incident et k' celle du lepton diffusé;
- P la quadri-impulsion du nucléon initial.

Compte tenu de la conservation de la quadri-impulsion totale seules deux variables scalaires sont nécessaires pour décrire entièrement l'interaction dans le cas inclusif. Deux grandeurs invariantes de Lorentz sont communément utilisées:

- $Q^2 \equiv -q^2$, avec $q = k - k'$ la quadri-impulsion portée par le photon. Q^2 est une grandeur positive.
- $x = Q^2/2P.q$, grandeur sans dimension comprise dans $[0, 1]$ et initialement introduite par Bjorken. Nous verrons dans le paragraphe 1.1.5 que moyennant certaines approximations, cette grandeur possède une interprétation physique simple.

Il est possible de définir quantitativement le régime correspondant à la diffusion profondément inélastique[5] en termes des variables x et Q^2:

La diffusion profondément inélastique correspond à la diffusion d'un lepton sur un nucléon dans la limite où $Q^2 \longrightarrow \infty$ à x fixé.

Cette limite est nommée limite de Bjorken. Dans cette limite, Bjorken montre que la diffusion est indépendante de Q^2 et n'est plus gouvernée que par x. Cette propriété est désignée sous le terme d'**invariance d'échelle**. En réalité l'invariance n'est exacte qu'au premier ordre de QCD c'est à dire dans la limite où $\alpha_s = 0$. Pour les grandes valeurs de Q^2 elle n'est brisée que par des termes logarithmiques qu'il est possible de calculer perturbativement.

Dans la pratique, l'expérience de diffusion profondément inélastique EMC au CERN correspond à Q^2 compris entre 1 GeV^2 et 10^4 GeV^2.

Diffusion profondément inélastique polarisée.

Si les spins des leptons d'une part et ceux des nucléons d'autre part sont orientés en moyenne dans une direction privilégiée, la diffusion profondément inélastique est dite **polarisée**. Les deux quadri-vecteurs s_l et S représentant respectivement l'état de spin du lepton et du nucléon (figure 1.1) doivent alors être ajoutés à la

liste des grandeurs utilisées pour décrire l'interaction. L'état de spin du lepton diffusé est omis de cette description dans la mesure où il n'est pas mesuré.

1.1.3 Le tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$ et les fonctions de structure du nucléon.

Section efficace de diffusion profondément inélastique.

La diffusion profondément inélastique polarisée d'un lepton contre un nucléon est décrite par la section efficace différentielle $d^2\sigma/dE'd\Omega$, où E' et Ω sont respectivement l'énergie et l'angle solide du lepton diffusé. Au premier ordre de QED (théorie de l'électrodynamique quantique), elle s'écrit

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E}{E'}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \tag{1.5}$$

où M est la masse du nucléon; E (E') est l'énergie du lepton incident (diffusé) et α la constante de couplage de l'interaction électromagnétique ($\alpha = 1/137$).

Le tenseur $L_{\mu\nu}(k, k', s_l)$ est le **tenseur leptonique**, fonction des quadri-impulsions du lepton incident et du lepton diffusé ainsi que de l'état de spin du lepton incident s_l. Il gouverne l'émission du photon d'impulsion q par le lepton. L'expression de $L_{\mu\nu}$ est donnée par QED:

$$L_{\mu\nu} = 2\left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k.k' - m^2) - im\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda s_l^\sigma\right) \tag{1.6}$$

où m représente la masse du lepton.

Le tenseur $W_{\mu\nu}(q; P, S)$ est le **tenseur hadronique**, fonction de la quadri-impulsion du photon échangé, de la quadri-impulsion et de l'état de spin du nucléon. Il décrit l'absorption du photon par le nucléon.

L'expression du tenseur $W_{\mu\nu}$ doit être invariante de Lorentz. En outre elle doit respecter les propriétés de symétrie (sous parité et renversement du temps) et d'hermiticité du tenseur ainsi que la conservation des courants fermioniques. Pour cette raison, elle se décompose en quatre termes[5]:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= F_1\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + \frac{F_2}{P.q}\left(P_\mu - \frac{P.q\ q_\mu}{q^2}\right)\left(P_\nu - \frac{P.q\ q_\nu}{q^2}\right) \\ &+ g_1\frac{iM}{P.q}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda S^\sigma + g_2\frac{iM}{(P.q)^2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda\left(P.q\ S^\sigma - S.q\ P^\sigma\right) \end{aligned} \tag{1.7}$$

Cette expression ne fait appel à aucun modèle particulier concernant la description du nucléon en tant qu'objet composite. Les quatre fonction F_1, F_2, g_1 et g_2,

placées devant des termes purement cinématiques provenant des considérations de symétrie précédentes, sont les **fonctions de structure du nucléon**. Elles sont sans dimension et dépendent des variables cinématiques x et Q^2. Dans la limite de Bjorken, la dépendance en Q^2 disparaît.

Dans le cadre de QCD, les fonctions de structure caractérisent l'agencement des quarks et des gluons au sein du nucléon. Il n'est pas possible de les calculer théoriquement dans la mesure où cet agencement relève du domaine non perturbatif de la théorie.

Les termes contenant F_1 et F_2 sont indépendants de l'état de spin du nucléon, S. Pour cette raison, les fonctions F_1 et F_2 sont nommées les **fonctions de structure non polarisées** du nucléon. A l'inverse, les fonctions g_1 et g_2 appartiennent à des termes dépendant de S; ce sont les **fonctions de structure polarisées** du nucléon. Les deux prochains paragraphes illustrent cette distinction.

Section efficace différentielle non polarisée

Pour évaluer la section efficace de la diffusion inélastique non polarisée, il faut moyenner la section efficace différentielle donnée par l'équation 1.5 sur les valeurs de S et s_l. Les termes dépendant de g_1 et g_2 disparaissent de l'expression moyennées et la section efficace différentielle non polarisée s'écrit

$$\frac{d^2\sigma_0}{dE'd\Omega} = \frac{2\alpha^2}{Mq^4}\frac{E'}{E}\left\{2F_1(k.k' - 2m^2) + \frac{F_2}{P.q}\left[(2P.k)(P.k') - M^2(k.k' - m^2)\right]\right\} \tag{1.8}$$

Dans le référentiel du laboratoire, le nucléon est au repos: $P = (M, 0, 0, 0)$. L'axe z étant choisi parallèle à l'impulsion du lepton incident, $k = (E, 0, 0, E)$, en négligeant la masse du lepton. Enfin $k' = (E', E'\sin\theta\cos\phi, E'\sin\theta\sin\phi, E'\cos\theta)$, où θ et ϕ sont les angles de l'impulsion du muon diffusé.

Si on néglige les termes en m^2 de l'équation 1.8, l'expression de la section efficace différentielle non polarisée devient

$$\frac{d^2\sigma_0}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4}\left(2\frac{F_1}{M}\sin^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2}{E - E'}\cos^2\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.9}$$

Sections efficaces différentielles polarisées

La mesure des fonctions de structure g_1 et g_2 est obtenue à l'aide de la différence entre les section efficaces polarisées $d\sigma^{\uparrow\downarrow}$ et $d\sigma^{\uparrow\uparrow}$. Ces sections efficaces correspondent à la situation où le spin du lepton et le spin du nucléon sont parallèles et

anti-parallèles, respectivement. Dans le référentiel du laboratoire, leur différence vaut:

$$d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow} = \frac{4\alpha^2}{q^4}\frac{xE'}{E}\left[(E + E'\cos\theta)\, g_1 - \frac{Q^2}{E - E'}g_2\right] \tag{1.10}$$

Les fonctions de structure F_1 et F_2 n'interviennent pas dans cette expression.

1.1.4 La fonction de structure polarisée g_1 et le spin du nucléon.

Expression du premier moment de g_1.

Le formalisme de l'**Opérateur Product Expansion** (OPE) permet d'exprimer le premier moment de la fonction de structure polarisée g_1 en fonction d'éléments de matrice des courants axiaux $J^j_{5\mu}$ ($j \in [0, 8]$) du groupe $\mathrm{SU}(3)_S$ des saveurs. Ils sont définis par:

- courants axiaux non-singulets

$$J^j_{5\mu} = \overline{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\frac{\lambda_j}{2}\psi,\ j \in [1, 8] \tag{1.11}$$

- courant axial singulet

$$J^0_{5\mu} = \overline{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi \tag{1.12}$$

où ψ est un vecteur d'état dans l'espace des saveurs:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

et $\lambda_j/2$ sont les générateurs du groupe $\mathrm{SU}(3)_S$ (les λ_j sont les matrices de Gell-Mann).

A l'aide des éléments de matrices des $J^j_{5,\mu}$ calculés pour les vecteurs d'état du nucléon, on définit les coefficients a_j ($j \in [0, 8]$) suivants:

$$< P, S|J^j_{5\mu}|P, S >= Ma_jS_\mu,\ j \in [1, 8] \tag{1.14}$$

$$< P, S|J^0_{5\mu}|P, S >= 2Ma_0S_\mu \tag{1.15}$$

où P, S et M représentent respectivement la quadri-impulsion, l'état de spin et la masse du nucléon.

Le premier moment de g_1 s'écrit alors:

$$\Gamma_1 = \int_0^1 dx g_1(x) = \frac{1}{12}\left(a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}a_8 + \frac{4}{3}a_0\right) \tag{1.16}$$

Les valeurs des coefficients a_j pour le proton et le neutron sont différentes. Dans la limite où la symétrie d'isospin entre le proton et le neutron est exacte, les coefficients a_j^p (proton) et a_j^n (neutron) sont liés par:

$$\begin{aligned} a_0^p &= a_0^n \\ a_8^p &= a_8^n \\ a_3^p &= -a_3^n \end{aligned} \tag{1.17}$$

ce qui conduit à la **règle de somme de Bjorken**[4]:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 \tag{1.18}$$

Dans cette équation comme dans les suivantes, a_3 se réfère au proton, soit $a_3 \equiv a_3^p$. De même $\Gamma_1 \equiv \Gamma_1^p$.

Prise en compte des interactions entre quarks: renormalisation.

Les équations du paragraphe précédent faisant intervenir Γ_1 (équations 1.16 et 1.18) ne sont rigoureuses qu'au premier ordre de QCD (ordre 0 en α_s). Si l'interaction forte entre quarks, via les gluons, est introduite, il est nécessaire de **renormaliser** l'ensemble de ces grandeurs. La renormalisation permet de s'affranchir de divergences fondamentales de la théorie, apparaissant lorsque celle-ci est traitée de façon perturbative. Une fois renormalisée, la grandeur α_s caractérisant l'intensité de l'interaction forte n'est plus constante, et sa valeur dépend d'une **échelle de renormalisation** μ, prise ici égale à Q^2, soit $\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$. L'expression de Γ_1 donnée par l'équation 1.16 devient alors:

$$\Gamma_1(Q^2) = \frac{1}{12}\left[\left(a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}a_8\right)C_{NS}(Q^2) + \frac{4}{3}a_0 C_S(Q^2)\right] \tag{1.19}$$

Les grandeurs C_{NS} et C_S sont introduites pour rendre compte de la renormalisation et peuvent être développées perturbativement en puissances de $\alpha_s(Q^2)$. Le premier terme du développement (ordre 0) vaut 1 dans les deux cas.

De la même façon la règle de somme de Bjorken (équation 1.18) devient

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 C_{NS}(Q^2) \tag{1.20}$$

Je reviendrai sur la règle de somme de Bjorken dans le paragraphe 1.1.6 et notamment sur sa validation expérimentale. Aucune approximation n'est effectuée pour parvenir à cette règle de somme excepté le fait que la symétrie d'isospin est supposée exacte[(3)]. En cela cette règle de somme constitue un test fondamental de la théorie de la chromodynamique quantique.

Les grandeurs a_3, a_8 et a_0 définies dans le paragraphe précédent doivent elles aussi être remplacées par leur équivalent renormalisé. Celui-ci dépend *a priori* de Q^2. Toutefois il est démontré que les éléments de matrices correspondant à des courants conservés ne sont pas affectés par la renormalisation et demeurent indépendants de l'échelle de renormalisation[5].

Les courants axiaux non-singulets $J^j_{5,\mu}$ ($i \in [1,8]$) sont conservés rigoureusement dans la limite où la masse des quarks du groupe des saveurs $SU(3)_s$ (c'est à dire les quarks u, $\overline{u}$, d, $\overline{d}$, s et $\overline{s}$) est négligée. Les coefficients a_i correspondants sont donc indépendants de l'échelle de renormalisation, ici prise égale à Q^2.

Le courant singulet axial $J^0_{5,\mu}$ n'est conservé que pour certains modèles. C'est le cas du modèle des partons (paragraphe 1.1.5) et du premier ordre de QCD (ordre 0 en α_s). Aux ordres supérieurs, il apparaît une dépendance de a_0 en Q^2 fondamentale résultant d'une **anomalie axiale** de QCD[6]. De plus le terme comportant cette dépendance ne peut pas être négligé devant le terme constant.

Informations concernant a_3 et a_8.

Les éléments de matrices correspondant aux coefficients a_3 et a_8 peuvent être évalués à l'aide des deux constantes F et D décrivant la décroissance β des hypérons (p, n, Λ, Σ et Ξ)[7]:

$$a_3 = F + D = 1.233 \pm 0.016 \tag{1.21}$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(3F - D) = 0.390 \pm 0.023 \tag{1.22}$$

Dans l'expression de Γ_1 (1.16) seul le coefficient a_0 est donc inconnu.

Expression de a_0.

Dans la limite où la masse des quarks du nucléon (u, d et s) est négligée, le coefficient a_0 intervenant dans l'expression de Γ_1 s'écrit:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - \frac{3\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2) \tag{1.23}$$

[(3)] La symétrie d'isospin est *faiblement* violée à la fois par l'interaction électromagnétique et par le fait que les masses des quarks u et d sont différentes

Dans cette équation, α_s est la constante de couplage de l'interaction forte, prise a l'échelle de renormalisation Q^2. Le facteur 3 correspond aux nombre de saveurs prises en compte (quarks u, d et s), les autres saveurs (quarks *lourds*) étant négligées. Enfin les grandeurs $\Delta\Sigma$ et ΔG sont les mêmes que celles intervenant dans la règle de somme du moment angulaire (équation 1.1):

- $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ est la contribution du spin des quarks au spin du nucléon;
- $\Delta G(Q^2)$ est la contribution du spin des gluons au spin du nucléon.

La contribution ΔG dépend de l'échelle de renormalisation. Dans la limite de Bjorken, $Q^2 \longrightarrow \infty$ et $\alpha_s(Q^2) \longrightarrow 0$ (liberté asymptotique). On s'attendrait alors à ce que la contribution des gluons à a_0 disparaisse. Ce n'est pas le cas car $\Delta G(Q^2)$ diverge vers $+\infty$ lorsque Q^2 croît et compense la décroissance de α_s. Cette divergence n'est pas nécessairement en contradiction avec la règle de somme du moment angulaire (équation 1.1) à condition que la contribution du moment orbital des quarks et des gluons, L_z, varie de la même façon que ΔG, avec un signe opposé [8].

1.1.5 Le modèle des partons.

Description du modèle des partons.

Le modèle des partons propose une description du nucléon en terme de constituants de masse nulle (c'est à dire négligeable devant les énergies mises en jeu) et sans interaction[(4)]. Ces constituants sont nommés les partons. Dans la limite où l'impulsion P du nucléon est infinie (référentiel de Breit), l'impulsion d'un parton est parallèle à celle du nucléon. Par conséquent elle s'écrit $p = x.P$, où P est l'impulsion du nucléon.

Le même symbole x à été employé à dessein pour désigner d'une part la fraction de l'impulsion du nucléon portée par un parton et d'autre part la grandeur cinématique décrivant la diffusion profondément inélastique (paragraphe 1.1.2). Ces deux grandeurs peuvent en effet être rigoureusement identifiées lorsque la diffusion profondément inélastique est décrite dans le cadre du modèle des partons.

Dans le modèle des partons, l'invariance d'échelle (paragraphe 1.1.2) n'est pas seulement valable dans la limite de Bjorken mais quelle que soit la valeur de

[(4)] plus précisément, l'interaction entre les partons est négligée pendant l'intervalle de temps correspondant à la diffusion profondément inélastique.

Q^2. Cela signifie que **la structure du nucléon en terme de partons est indépendante de l'échelle d'énergie à laquelle on considère cette structure**.

Dans la mesure ou la masse des quarks est négligée, quarks et gluons peuvent être identifiés aux partons: les quarks sont identifiés aux partons chargés et les gluons aux partons neutres. L'interaction entre quarks et gluons est alors négligée.

Cette description du nucléon permet de réinterpréter toutes les grandeurs introduites dans les paragraphes précédents en terme de partons.

Réinterprétation des fonctions de structure F_1, F_2, g_1 et g_2.

Dans le modèle des partons, les fonctions de structure du nucléon intervenant dans l'expression du tenseur leptonique $W_{\mu\nu}$ (paragraphe 1.1.3) sont indépendantes de Q^2. Elles décrivent le contenu du nucléon en partons portant une fraction x de l'impulsion du nucléon.

Les fonctions de structure non polarisées s'écrivent:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 q(x) \tag{1.24}$$

$$F_2(x) = x\sum_q e_q^2 q(x) = 2xF_1(x) \tag{1.25}$$

où $q(x)$ est le nombre de partons de *saveur* q, de charge e_q et d'impulsion xP (P est l'impulsion du nucléon). Il peut être décomposé en deux termes

$$q(x) = n_q^{\uparrow\uparrow}(x) + n_q^{\uparrow\downarrow}(x) \tag{1.26}$$

où le premier terme représente le nombre de partons dont le spin est parallèle à celui du nucléon et le second le nombre de partons dont le spin est anti-parallèle à celui du nucléon.

De façon similaire, les fonctions de structure polarisées s'écrivent:

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Delta q(x) \tag{1.27}$$

$$g_2(x) = 0 \tag{1.28}$$

où

$$\Delta q(x) = n_q^{\uparrow\uparrow}(x) - n_q^{\uparrow\downarrow}(x) \tag{1.29}$$

Le fait que la fonction g_2 soit identiquement nulle est une spécificité du modèle des partons et provient du fait que l'impulsion des partons est prise parallèle à celle du nucléon.

En raison du facteur e_q^2 présent dans ces expressions, seuls les partons chargés interviennent dans les fonctions de structure du nucléon. Par conséquent, lorsque les partons sont identifiés aux quarks et aux gluons, les gluons ne sont naturellement pas pris en compte dans l'écriture des fonctions de structure.

Les quarks (partons chargés) possèdent un spin 1/2. Pour cette raison et compte tenu de la définition 1.29, $\frac{1}{2}\Delta q(x)$ représente la contribution du spin des partons de saveur q et d'impulsion xP au spin du nucléon.

Dans la limite où seuls les quarks *légers* sont présents à l'intérieur du nucléon[(5)] les grandeurs $q(x)$ intervenant dans l'expression de F_1 et de F_2 peuvent être identifiées à $u(x)$, $\overline{u}(x)$, $d(x)$, $\overline{d}(x)$, $s(x)$ et $\overline{s}(x)$. De la même façon, les grandeurs $\Delta q(x)$ intervenant dans l'expression de g_1 sont identifiées à $\Delta u(x)$, $\Delta\overline{u}(x)$, $\Delta d(x)$, $\Delta\overline{d}(x)$, $\Delta s(x)$ et $\Delta\overline{s}(x)$. Le modèle des partons s'identifie alors au premier ordre de QCD (modèle QPM, ou *Quark Parton Model*).

Réinterprétation des éléments de matrice a_3, a_8 et a_0.

Les éléments de matrices a_3, a_0 et a_8 ont été introduits à l'aide du formalisme de l'Opérateur Product Expansion. Dans le cadre du modèle QPM, ils peuvent être exprimés en fonction des grandeurs $\Delta u(x)$, $\Delta d(x)$ et $\Delta s(x)$ (ainsi que de leurs équivalents pour les anti-quarks correspondants) introduites au paragraphe précédent:

$$a_3 = (\Delta u + \Delta\overline{u}) - \left(\Delta d + \Delta\overline{d}\right) \tag{1.30}$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\left[(\Delta u + \Delta\overline{u}) + \left(\Delta d + \Delta\overline{d}\right) - 2\left(\Delta s + \Delta\overline{s}\right)\right] \tag{1.31}$$

$$a_0 = (\Delta u + \Delta\overline{u}) + \left(\Delta d + \Delta\overline{d}\right) + (\Delta s + \Delta\overline{s}) \tag{1.32}$$

où les grandeurs Δq ($q = u$,$\overline{u}$, etc.) indépendantes de x correspondent au premier moment des $\Delta q(x)$ par rapport à x:

$$\Delta q \equiv \int_0^1 \Delta q(x)dx \tag{1.33}$$

Δq représente **la contribution totale du spin des quarks q au spin du nucléon** (au facteur 1/2 du spin des quarks près). Pour cette raison, on reconnaît dans l'équation 1.32 le terme $\Delta\Sigma$ représentant la contribution du spin des quarks au spin du nucléon. Contrairement à l'équation 1.23, la contribution des gluons, ΔG n'apparaît pas dans l'expression de a_0. Cette propriété découle directement des hypothèses du modèle des partons. Elle est est nécessaire à l'établissement d'une règle de somme supplémentaire, nommée règle de somme d'Ellis-Jaffe, et dont la mesure a donné lieu à la *crise* du spin du nucléon.

[(5)] Le contenu du nucléon en terme de quarks *lourds* (c, b et t) est généralement négligé en raison de la faible masse du nucléon par rapport à la masse de ces quarks.

1.1.6 Résultats expérimentaux: la crise du spin

La règle de somme d'Ellis-Jaffe: définition et validation expérimentale.

La règle de somme d'Ellis-Jaffe[10] se déduit de l'expression des coefficients a_3, a_8 et a_0 dans le cadre du modèle des partons en négligeant la polarisation des quarks étranges s et $\overline{s}$:

$$a_3 = (\Delta u + \Delta\overline{u}) - \left(\Delta d + \Delta\overline{d}\right) \tag{1.34}$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\left[(\Delta u + \Delta\overline{u}) + \left(\Delta d + \Delta\overline{d}\right)\right] \simeq \frac{1}{\sqrt{3}}a_0 \tag{1.35}$$

Injectées dans l'équation 1.16 ces expressions conduisent à

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{12}\left\{a_3 + \frac{5}{\sqrt{3}}a_8\right\} \simeq 0.188 \pm 0.004 \tag{1.36}$$

alors que la mesure expérimentale de Γ_1^p obtenue à l'aide des résultats de l'expérience EMC vaut[3]:

$$\Gamma_1^p = 0.128 \pm 0.013 \pm 0.019 \tag{1.37}$$

Cette valeur est en désaccord avec la prédiction théorique et constitue une violation directe de la règle de somme d'Ellis-Jaffe.

Afin de comprendre pourquoi ce désaccord a été considéré comme une *crise du spin*, examinons comment il se traduit sur la valeur du coefficient a_0:

1. si le spin du nucléon était entièrement porté par les quarks on s'attendrait à $a_0 = \Delta\Sigma = 1$.

2. La prise en compte de corrections relativistes implique qu'une fraction du spin du nucléon (25 %) ai pour origine le moment orbital des quarks[9]. Il reste $a_0 = \Delta\Sigma = 0.75$. C'est le résultat attendu par le modèle des quarks constituants.

3. La valeur théorique déduite de 1.35 est $a_0 = \Delta\Sigma = 0.675 \pm 0.024$. Elle est proche de la valeur précédente.

4. La valeur expérimentale déduite de 1.37 est $a_0 = \Delta\Sigma = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17$

La quatrième valeur, expérimentale, est très faible devant les trois premières et semble indiquer que dans le cadre du modèle des partons une part négligeable du spin du nucléon est portée par les quarks. Ce n'est pas nécessairement le cas si la contribution du spin des gluons est prise en compte (équation 1.23).

La règle de somme de Bjorken: validation expérimentale.

La règle de somme de Bjorken est plus générale que la règle de somme d'Ellis-Jaffe. Elle repose uniquement sur la symétrie d'isospin entre le proton et le neutron (paragraphe 1.1.4). C'est une symétrie fondamentale de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Pour cette raison la règle de somme de Bjorken constitue un test fondamental de QCD. Elle permet de prédire précisément la différence entre le premier moment de la fonction de structure g_1, noté Γ_1, pour le proton et le neutron:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} a_3 C_{NS}(Q^2) = \frac{1}{6} g_A C_{NS}(Q^2) \tag{1.38}$$

où la première égalité correspond à l'équation 1.20, tandis que dans la seconde a_3 à été remplacé par la constante de couplage g_A gouvernant la décroissance β du neutron. Pour $Q^2 = 5$ GeV^2, cette équation conduit à[11]:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.181 \pm 0.003 \tag{1.39}$$

tandis que les mesures expérimentales réalisées à ce jour donnent:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.202 \pm 0.022 \tag{1.40}$$

On constate un excellent accord entre la valeur théorique et la valeur expérimentale. Cette validation de la règle de somme de Bjorken ainsi que la violation de la règle de somme d'Ellis-Jaffe sont représentés géométriquement sur la figure 1.2.

1.1.7 Conclusion

Il apparaît à la lecture des paragraphes précédents que la contribution du spin des gluons au spin du nucléon, ΔG, est une grandeur importante pour trois raisons:

1. elle apparaît directement dans l'expression du spin du nucléon via la règle de somme du moment angulaire (équation 1.1);
2. elle est nécessaire à l'évaluation de la contribution du spin des quarks au spin du nucléon à partir des expériences précédentes de diffusion profondément inélastique (équations et 1.16 et 1.23);
3. enfin une valeur non nulle de ΔG permet d'expliquer la violation de la règle de somme d'Ellis-Jaffe.

Il est possible d'estimer la valeur de ΔG à partir de la dépendance en Q^2 de g_1 (équations d'évolution dites équations DGLAP[12]). Cependant les mesures

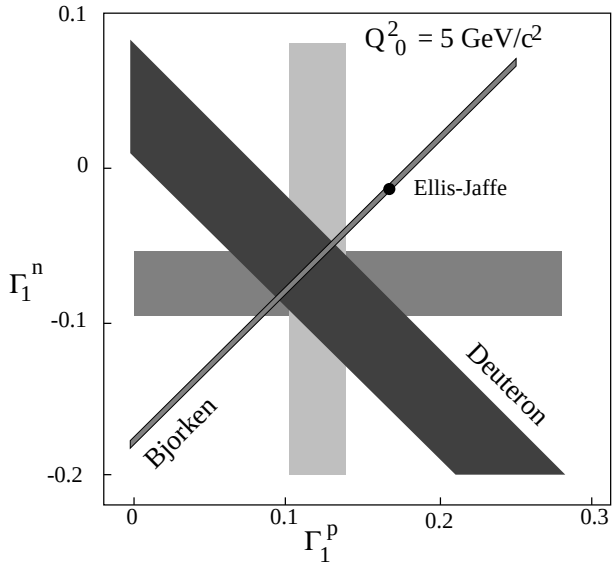


Figure 1.2: Comparaison des données expérimentales concernant Γ_1^p et Γ_1^n avec les règles de somme de Bjorken et de Ellis-Jaffe. La valeur de Γ_1^n s'obtient en *soustrayant* la valeur expérimentale de Γ_1^p des résultats concernant le deutéron. La règle de somme de Bjorken traverse le domaine permis par les valeurs expérimentales de Γ_1^p et Γ_1^n. Ce n'est pas le cas de la règle de somme d'Ellis-Jaffe.

de $g_1(Q^2)$ réalisées à ce jour ne permettent pas de détermination suffisamment précise.

L'expérience COMPASS propose une mesure **directe** de ΔG en menant une étude semi-inclusive de la diffusion profondément inélastique de muons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Les prochains paragraphes décrivent le principe de cette étude ainsi que l'ensemble du dispositif expérimental employé pour la réaliser.

1.2 Principe de la mesure de ΔG par l'expérience COMPASS.

1.2.1 La fusion photon-gluon.

Pour distinguer la contributions des quarks au spin du nucléon de celle des gluons une étude semi-inclusive de la diffusion profondément inélastique est nécessaire. Elle permet la sélection d'une réaction directement sensible à la contribution des

gluons: la fusion photon-gluon (Photon-Gluon Fusion ou PGF).

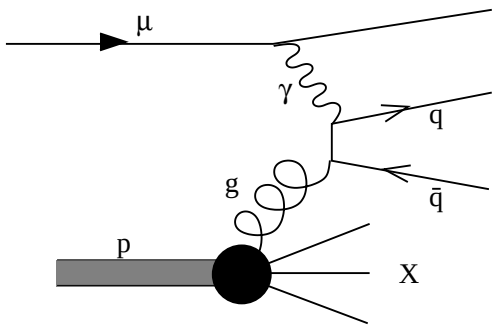


Figure 1.3: Mécanisme de la fusion photon-gluon dans le cadre de la diffusion profondément inélastique d'un muon sur un proton.

Le mécanisme de fusion photon-gluon est représenté sur la figure 1.3: le photon émis au niveau du vertex électromagnétique par le muon interagit avec un gluon du nucléon via la création d'une paire quark-antiquark ($q\overline{q}$).

La mesure de ΔG à l'aide de cette réaction est effectuée en formant l'asymétrie de spin correspondante, dans le cas où le spin du lepton et du nucléon sont longitudinaux:

$$A_{pgf}^{||} = DA_{\gamma N}^{||} = D\left\langle \frac{\int ds \Delta\sigma_{\gamma g}(s)\Delta G(s,\eta)}{\int ds \sigma_{\gamma g}(s) G(s,\eta)} \right\rangle \simeq DA_{\gamma g}^{||} \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle_{\eta} \tag{1.41}$$

où $A_{\gamma N}^{||}$ est l'asymétrie de spin correspondant à l'absorption du photon par le nucléon; D est le facteur de dépolarisation du photon par rapport au muon; $\Delta\sigma_{\gamma g}$, $\sigma_{\gamma g}$ et $A_{\gamma g}^{||}$ correspondent au mécanisme élémentaire de l'absorption du photon par un gluon. La variable cinématique s est la masse invariante du système photon-gluon et η la fraction de l'impulsion du nucléon portée par le gluon ($\eta \in [0,1]$). La moyenne est effectuée sur les valeurs de η accessibles expérimentalement. Enfin ΔG est la contribution des gluons au spin du nucléon et G le contenu en gluons du nucléon, toutes deux moyennées sur les valeurs de η accessibles.

Le facteur de dépolarisation D s'exprime en fonction des variables cinématiques x et Q^2 ainsi que de R fonction définie par

$$R \simeq \frac{F_2}{2xF_1} - 1 \tag{1.42}$$

Il peut être calculé compte tenu des mesures antérieures des fonctions de structure non polarisées F_1 et F_2.

L'asymétrie élémentaire $A_{\gamma g}^{||}$ peut être calculée exactement à l'aide de QCD à l'ordre dominant, car les intervenants de la réaction correspondante ($\gamma g \rightarrow q\overline{q}$) sont des particules élémentaires. En outre des calculs effectués aux ordres supérieurs indiquent que leur contribution est faible devant l'ordre dominant. Enfin la fonction G, représentant le contenu en gluons du nucléon, a été mesurée, notamment à HERA [14]. Dans l'expression de $A_{pgf}^{||}$, seul ΔG est donc inconnu.

1.2.2 Asymétrie de taux de comptage.

L'expérience COMPASS étudie la diffusion inélastique des muons polarisés longitudinalement sur une cible de protons (de neutrons) polarisée longitudinalement. La mesure de ΔG s'obtient de l'asymétrie de taux de comptage suivante:

$$A_{pgf}^{exp} = \frac{N_{pfg}^{\uparrow\downarrow} - N_{pgf}^{\uparrow\uparrow}}{N_{pfg}^{\uparrow\downarrow} + N_{pgf}^{\uparrow\uparrow}} \tag{1.43}$$

où $N_{pgf}^{\uparrow\uparrow}$ ($N_{pgf}^{\uparrow\downarrow}$) est le taux d'événements de type fusion photon-gluon dans le cas ou la polarisation longitudinale du faisceau de muons et celle des nucléons de la cible sont du même signe (de signe opposé), ce qui correspond au cas où *en moyenne* le muon et le nucléon ont leur spin parallèles (anti-parallèles).

Cette asymétrie expérimentale est reliée à $A_{pgf}^{||}$ par

$$A_{pgf}^{exp} = P_b P_t f A_{pgf}^{||} \tag{1.44}$$

où P_b est la polarisation longitudinale du faisceau de muons; P_t la polarisation longitudinale de la cible et f le facteur de dilution c'est à dire le rapport entre le nombre de nucléons polarisables et le nombre total de nucléons dans la cible, pondéré par les sections efficaces de diffusion sur ces nucléons. Cette grandeur est comprise entre 0 et 1.

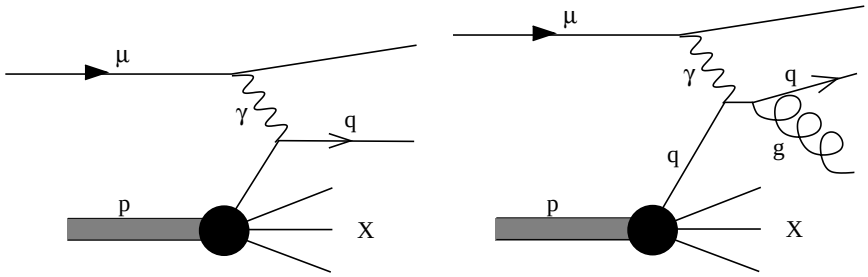
1.2.3 Identification des événements de type fusion photon-gluon.

La mise en oeuvre de la mesure présentée au paragraphe précédent nécessite l'identification des événements de diffusion profondément inélastique qui correspondent à la réaction de fusion photon-gluon. Principalement deux autres réactions entrent en compétition avec la fusion photon-gluon:

1. l'absorption du photon par un quark du nucléon (figure 4.(a));

2. la diffusion Compton forte (figure 4.(b)).

L'absorption du photon par un quark est à un ordre inférieur en α_s par rapport à la fusion photon-gluon en raison de l'absence de vertex QCD. C'est l'ordre dominant de la diffusion profondément inélastique. Par contre la diffusion Compton forte et la fusion photon-gluon sont du même ordre en α_s.



(a) - absorption du photon par un quark

(b) diffusion Compton forte

Figure 1.4: Réactions semi-inclusives concurrentes de la fusion photon-gluon.

Deux techniques sont utilisées dans l'expériences COMPASS pour sélectionner les événements de type fusion photon-gluon au détriment des deux autres types d'événements. Ces deux méthodes nécessitent une étude semi-inclusive:

- l'identification de hadrons charmés (production de charme ouvert);
- l'identification d'une paire de hadrons de grande impulsion transverse.

Production de charme ouvert.

Pour identifier sans ambiguïté les événements de fusion photon-gluon on sélectionne ceux pour lesquels un paire de quarks charme $c\overline{c}$ est créée lors de l'absorption du photon par le gluon. L'hadronisation du quark c ($\overline{c}$) donne lieu dans 60 % des cas à la création d'une particule D^0 ($\overline{D}^0$).

Le mode de décroissance hadronique le plus simple du D^0 et du $\overline{D}^0$ est:

$$D^0 \longrightarrow \mathrm{K}^-\pi^+ \tag{1.45}$$

$$\overline{D}^0 \longrightarrow \mathrm{K}^+\pi^- \tag{1.46}$$

dont le rapport de branchement vaut 3.85 ± 0.09 % [13].

L'identification dans l'état final d'une paire K, π dont la masse invariante correspond à celle du D^0 (1864 MeV) permet donc d'assurer la présence d'au moins un quark charme comme produit de la réaction initiale. Dans la mesure où le quark charme, du fait de sa masse, ne peut provenir directement du nucléon, cette propriété garantit que la réaction est du type fusion photon-gluon.

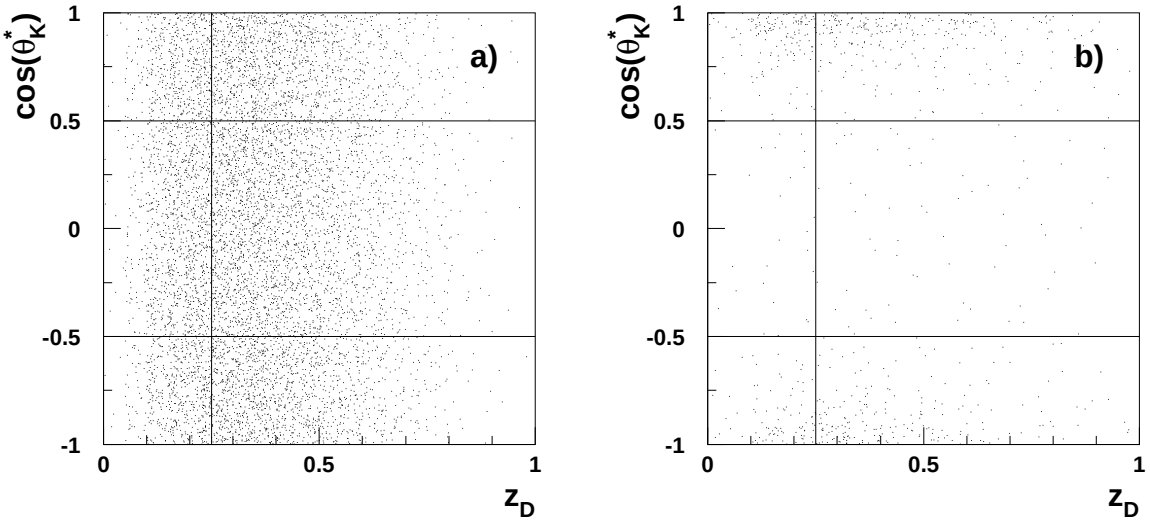


Figure 1.5: Distribution de $\cos\theta^*_K$ en fonction de z_D pour des événements de type (a) production de D^0 (b) bruit de fond combinatoire. θ^*_K est l'angle d'émission du kaon dans le référentiel du centre de masse du D^0; z_D est le rapport entre l'énergie du D^0 et celle du photon virtuel. Les lignes pleines représentent les coupures cinematiques permettant d'améliorer le rapport signal à bruit.

Pour les événements de diffusion profondément inélastique en général, un grand nombre de pions et de kaons sont présent dans l'état hadronique final. Il en résulte un **bruit combinatoire** élevé, correspondant aux paires K, π dont la masse invariante est celle du D_0 **de façon fortuite**. Ce bruit détériore la qualité de la sélection. Il est fortement réduit par l'application de coupures cinématiques sur $\cos\theta^*_K$ et z_D , où θ^*_K est l'angle d'émission du kaon dans le référentiel du centre de masse du D_0 mesuré par rapport à l'axe de l'impulsion du D^0 tandis que z_D le rapport entre l'énergie du D^0 et celle du photon virtuel. La valeur des coupures est[1]:

$$|\cos\theta^*_K| < 0.5 \pm 0.1 \tag{1.47}$$

$$z_D > 0.25 \pm 0.05 \tag{1.48}$$

La figure 1.5.(a) (1.5.(b)) représente la distribution de $\cos\theta^*_K$ en fonction de z_D pour des événements simulés de production de D^0 (de bruit). Le détail de la

simulation est décrit dans [1]. Les événements de type bruit de fond correspondent aux petites valeurs de z_D et à θ_K^* proche de 0 ou 180^o (décroissance *colinéaire*). Les coupures précedentes sont elles aussi représentées, ce qui permet d'en estimer la qualité.

détection de mésons D^*:
Certains des D^0 détectés dans l'état final ne proviennent pas directement de l'hadronisation du quark charme mais de la désintégration d'un méson D^* selon la chaîne de réactions

$$D^* \longrightarrow D^0\pi_s \longrightarrow \mathrm{K}\pi\pi_s \tag{1.49}$$

où le symbole π_s correspond à un pion de faible énergie (de l'ordre de la différence de masses entre le D^* et du D^0).

De tels événements représentent environ 33 % des événements D^0 et peuvent être identifiés comme tels. Cependant la détection supplémentaire du pion π_s de façon à reconstruire la masse invariante du D^* permet de réduire significativement le bruit combinatoire. En effet la différence de masse entre le D^* et le D^0 est très légèrement supérieure à celle du pion ce qui rend d'autant moins probable l'existence de triplets K, π, π_s correspondant à de tels événements. Les coupures précédentes sur $\cos\theta_K^*$ et z_D peuvent par conséquent être moins strictes. Elles vallent[1]:

$$|\cos\theta_K^*| < 0.85 \tag{1.50}$$

$$z_D > 0.20 \tag{1.51}$$

Il en résulte une amélioration de l'erreur statistique sur la mesure de ΔG.

Identification d'une paire de hadrons de grande impulsion transverse.

Cette méthode s'inspire de la méthode utilisée pour sélectionner les événements de fusion photon-gluon dans les expériences sur collisionneur, tel que HERA. Celle-ci repose sur l'identification de deux *jets* résultant de l'hadronisation des quarks q et $\overline{q}$ [15]. Aucune hypothèse n'est effectuée sur la nature de la paire $q\overline{q}$ créée lors de l'absorption du photon par le gluon.

Pour une expérience sur cible fixe, il s'agit de détecter les événements pour lesquels l'état final possède une paire de hadrons de grande impulsion transverse, c'est à dire supérieure à une coupure $P_{T,min}$ judicieusement choisie. Dans la mesure où, pour les événements de l'ordre dominant (diffusion sur un quark), les hadrons sont majoritairement émis de façon colinéaire au photon virtuel, la coupure précédente permet d'en réduire fortement la contribution par rapport à la fusion photon-gluon et la diffusion Compton forte[16]. Pour l'énergie du faisceau

de COMPASS (190 GeV), cette coupure a été estimée à $P_{T,min} = 1 - 1.5$ GeV au moyen de simulations.

La fusion photon-gluon et la diffusion Compton forte contribuent pour pratiquement la même part aux événements retenus. Afin de favoriser la fusion photon-gluon par rapport à la diffusion Compton forte, des critères supplémentaires sont utilisés tels que la sélection des événements pour lesquels les hadrons de grande impulsion transverse sont une paire de kaons K^+, K^-.

La contribution résiduelle de la diffusion Compton forte à l'asymétrie de spin mesurée de cette façon peut être estimée à l'aide de simulations, dans la mesure où elle ne fait pas intervenir la polarisation des gluons. Elle est alors soustraite à l'asymétrie mesurée, ce qui permet la mesure de $\Delta G/G$. Elle constitue un **bruit de fond physique** à la mesure de ΔG.

L'avantage de cette méthode est que le nombre attendu d'événements de ce type est beaucoup plus important que ceux du type production de charme ouvert. Cela réduit nettement l'erreur statistique sur ΔG. Par contre la correction de la contribution de la diffusion Compton forte est susceptible d'erreurs systématiques.

1.2.4 Erreur statistique sur la mesure de l'asymétrie

Compte tenu des équations 1.41 à 1.44, l'erreur statistique sur l'asymétrie de fusion photon-gluon $\delta A^{\parallel}_{pgf}$ est donnée par[1]

$$\delta A^{\parallel}_{pgf} = \frac{1}{P_t P_b f \overline{D}} \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sqrt{1 + \frac{N_{bg}}{N_s}} \tag{1.52}$$

où N_s représente le nombre d'événements de types fusion photon-gluon détectés; N_{bg} le nombre d'événements du bruit de fond (combinatoire pour la production de charme ouvert ou physique pour la détection de hadrons de grande impulsion transverse); P_t et P_b la polarisation de la cible et du faisceau, respectivement; f le facteur de dilution et $\overline{D}$ le facteur de dépolarisation.

Afin de réduire l'erreur sur l'asymétrie de spin de la fusion photon-gluon (équation 1.52), le dispositif expérimental de l'expérience COMPASS doit posséder les caractéristiques suivantes:

1. le faisceau de muons doit être intense (pour augmenter le nombre d'événements détectés N_s) et posséder une polarisation P_b élevée (paragraphe 1.3.2);
2. la cible doit posséder une polarisation P_t et un facteur de dilution f élevés; en outre elle doit pouvoir être polarisée parallèlement et anti-parallèlement au faisceau (paragraphe 1.3.3);

3. le spectromètre de l'expérience doit permettre la reconstruction de la trajectoire des particules et leur identification de façon précise afin de réduire le rapport N_{bg}/N_s et de permettre une mesure précise des grandeurs cinématiques de la diffusion profondément inélastique; en outre il doit posséder une grande acceptance afin d'augmenter le nombre d'événements détectés N_s (paragraphe 1.3.5).

4. La détection des événements de type fusion photon-gluon ne doit pas donner lieu à la présence de fausses asymétries, dues par exemple à d'éventuelles variations de l'efficacité des détecteurs corrélées au renversement du spin des nucléons.

1.3 Description du dispositif expérimental.

1.3.1 Vue d'ensemble.

La figure 1.6 représente l'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour l'expérience COMPASS. Il est constitué de deux spectromètres de structure identique:

- le premier spectromètre est responsable de la détection des particules émises à grand angle et de *basse* énergie. Il couvre un angle solide correspondant à $\Omega < 180$ mrad depuis le début de la cible.

- Le second spectromètre est plus spécifiquement dédié aux particules émises à petit angle et de plus haute énergie. La distance qui le sépare du centre de la cible permet d'augmenter le bras de levier et de mieux séparer ces particules.

Le faisceau de muons traverse la cible polarisée située en amont de ce dispositif. Les particule résultant de l'interaction des muons avec les nucléons de la cible traversent ensuite l'un ou l'autre des spectromètres.

Chaque spectromètre comporte les éléments suivants:

- un aimant dipolaire (SM1 ou 2);

- un ensemble de détecteurs de position permettant la mesure de la trajectoire des particules avant et après leur déflection par l'aimant dipolaire.

- un détecteur RICH (RICH1 ou 2) pour l'identification des pions et des kaons;

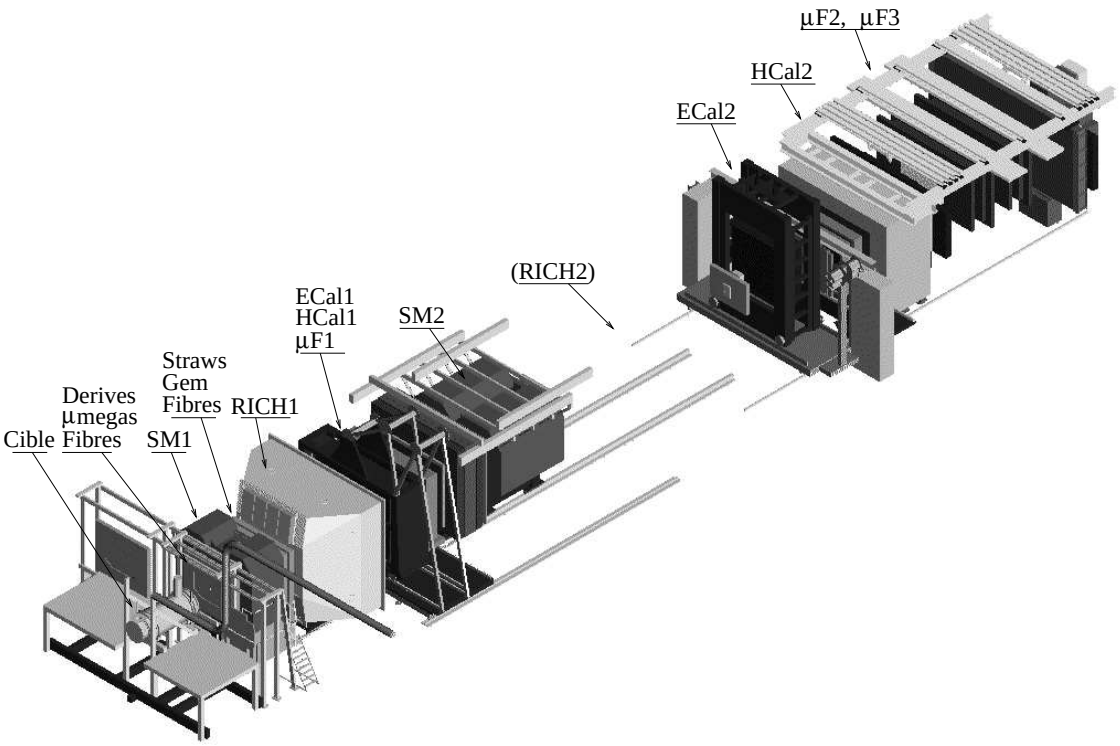


Figure 1.6: Vue shémathique du spectromètre de l'expérience COMPASS. Le détecteur RICH2, noté entre parenthèse n'a pas été représenté car il n'est pas construit à ce jour et sa géométrie n'est pas encore définitive.

- un calorimètre hadronique (HCAL1 ou 2) et un calorimètre électromagnétique (ECAL1 ou 2) pour mesurer l'énergie des particules;
- un absorbeur à muon ($\mu F1$ ou $\mu F2$) permettant d'identifier le muon diffusé.

Les prochains paragraphes décrivent successivement le faisceau de muons (1.3.2); la cible polarisée (1.3.3), puis chacun des ensembles constituant le premier spectromètre (1.3.7 à 1.3.5). Le second spectromètre n'est pas décrit dans la mesure où il est très semblable au premier. De plus il est plus spécifiquement nécessaire au programme hadron de COMPASS (voire note (1)). Je décris ensuite succinctement les système de déclenchement (*trigger*) de COMPASS permettant la sélection des interactions du faisceau avec la cible susceptibles de correspondre à la fusion photon-gluon (1.3.9). Enfin je décris le système d'acquisition de l'expérience chargé de collecter l'ensemble des données enregistrées par tous les éléments précédents (1.3.10).

1.3.2 Le faisceau de muons.

L'expérience COMPASS utilise la ligne de faisceau M2 de l'accélérateur SPS (Super Proton Synchrotron), au CERN. Elle délivre un flux intense (jusqu'à 2.10^8/cycle) de muons μ^+ polarisés longitudinalement et dont l'énergie est comprise entre 100 et 190 GeV.

Production des muons

La production des muons est réalisée de façon cyclique à partir des protons du SPS en trois étapes [17]:

1. Le SPS accélère 10^{13} protons provenant du PS (Proton Synchrotron) jusqu'à une énergie de 450 GeV. Ces protons sont ensuite déversés sous la forme d'un **faisceau primaire** collimaté et monocinétique sur une cible de bérylium.

2. La diffusion des protons sur la cible donne lieu à la création d'un *grand* nombre de particules secondaires (principalement des pions, puis des kaons) par interaction nucléaire. Le nombre de ces particules dépend de la longueur de la cible de bérylium: il croît, atteint un maximum, puis décroît en raison de ré-absorbtions dans la cible. Un ensemble de dipôles et de collimateurs de grande acceptance permettent de sélectionner les particules de charges positives. Il en résulte un **faisceau secondaire** constitué principalement de pions π^+, puis de kaons K^+. L'intensité de ce faisceau vaut $\sim 2.10^9$/cycle pour une cible de bérylium d'épaisseur 50 cm.

3. Les pions et les kaons du faisceau secondaire parcourent ensuite une section droite de longueur 600 m. Environ 10 % des particules se désintègrent au cours de ce trajet en paires μ^+, ν_μ. Les autres sont arrêtées à la fin de la section droite par un absorbeur constitué de bérylium et d'aluminium dont la longueur vaut 10 m. En sortie de l'absorbeur ne subsistent que les muons issus des désintégrations précédentes ainsi qu'une contamination résiduelle de hadrons estimée inférieure à 10^{-6}. Un système de collimation permet de sélectionner parmi ces muons ceux qui possèdent l'énergie et la direction requise. Il en résulte le **faisceau tertiaire** de muons μ^+ de la ligne M2.

La durée du déversement des protons primaires du SPS correspond à celle du déversement des muons tertiaires de M2. Elle valait environ 3s jusqu'en 2001, tandis que l'ensemble du cycle durait 14.4 s. Depuis 2001, la durée du déversement vaut entre 5 et 5.2 s, tandis que la durée du cycle vaut 16.8 s. Ces nouvelles valeurs correspondent à une augmentation du *cycle utile*[(6)] du SPS et permettent

[(6)] le cycle utile est le rapport entre le temps de déversement et la durée du cycle SPS.

une réduction du flux de particules par unité de temps dans les détecteurs, pour un nombre total de muons identique.

L'intensité maximale du faisceau de muons (2.10^8 muons/cycle) correspond à une intensité du faisceau de proton valant 10^{13} protons/cycle et une cible de bérylium d'épaisseur 50 cm. Cette épaisseur correspond au maximum de production de pions par interaction nucléaire, compte tenu des ré-absorbtions. Par ailleurs, le flux de protons est le flux maximal que peut supporter cette cible.

Polarisation des muons.

En raison de la violation de parité lors de la désintégration des pions, le faisceau tertiaire de muons est naturellement polarisé. Les muons proviennent en grande majorité de la désintégration faible d'un pion où d'un kaon:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \tag{1.53}$$

$$\mathrm{K}^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \tag{1.54}$$

Dans le référentiel du centre de masse, le pion (le kaon) est au repos. En raison de la conservation du moment cinétique total, les hélicités du muon et du neutrino sont égales. Le neutrino est *gauche* c'est à dire d'hélicité négative; le muon l'est donc aussi. L'hélicité n'est pas une grandeur invariante de Lorentz. La transformation de Lorentz permettant de passer du référentiel du centre de masse au référentiel du laboratoire introduit une dépendance de l'hélicité du muon, notée h_μ en fonction de l'angle θ d'émission du muon par rapport au pion (au kaon), dans le référentiel du centre de masse (figure 1.7):

$$h_\mu = -\frac{\cos^2\frac{\theta}{2} - \left(\frac{m_\mu}{m_{\pi,\mathrm{K}}}\right)^2 \sin^2\frac{\theta}{2}}{\cos^2\frac{\theta}{2} + \left(\frac{m_\mu}{m_{\pi,\mathrm{K}}}\right)^2 \sin^2\frac{\theta}{2}} \tag{1.55}$$

A $\theta = 0^o$ l'hélicité vaut -1, puis elle augmente avec θ pour atteindre $+1$ à $\theta = 180^o$. La sélection des muons μ^+ émis dans un angle solide $\delta\Omega$ *étroit* et *vers l'avant* permet de favoriser les muons d'hélicité négative. La polarisation du faisceau de muons, $P_\mu = \langle h_\mu(\theta)\rangle_{\delta\Omega}$, est donc négative.

Connaissant l'énergie et la composition du faisceau de hadrons en sortie de la cible polarisée, il est possible de simuler précisément la polarisation des muons du faisceau[18]. Par ailleurs, la collaboration SMC, antérieure à COMPASS et utilisant la même ligne de faisceau a effectué la mesure de la polarisation longitudinale des muons à l'aide de deux méthodes:

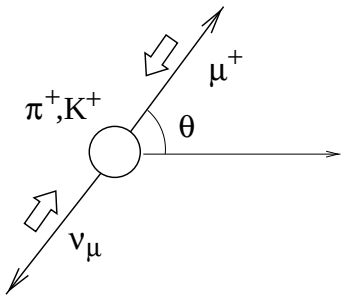


Figure 1.7: Désintégration en vol d'un π^+, dans le référentiel du centre de masse. L'axe horizontal correspond à l'impulsion du pion dans le référentiel du laboratoire. Les flèches vides représentent les spins des particules issues de la désintégration.

- par mesure de l'asymétrie de diffusion élastique des muons sur une cible d'électrons polarisés;

- par l'étude de la décroissance en vol des muons $\mu^+ \longrightarrow e^+\nu_e\overline{\nu}_\mu$.

Le résultat de ces deux mesures est en accord avec la valeur simulée. Pour cette raison l'expérience COMPASS ne prévoit pas de mesurer la polarisation des muons et se fie à la simulation pour calculer p_μ. Pour des hadrons d'énergie 208 GeV et des muons d'énergie 190 GeV, elle vaut[1]:

$$P_\mu \simeq -0.80 \tag{1.56}$$

Mesure de l'impulsion des muons.

Sur COMPASS, l'impulsion des muons est mesurée au moyen d'un système magnétique (Beam Momentum Station ou BMS) en aval de la cible polarisée. Il dévie le faisceau de muons dans le plan vertical. La position des muons avant et après la déflexion est mesurée à l'aide de plastiques scintillants. La mesure de l'angle de déviation permet le calcul de l'impulsion des muons.

Focalisation du faisceau et *halo* de muons.

Le diamètre de la cible de l'expérience COMPASS vaut 3 cm. Cette faible valeur permet de limiter la diffusion multiple dans la cible des hadrons produit lors de l'interaction. La dimension transverse du faisceau de muons doit être du même ordre de grandeur afin de maximiser le nombre de muons susceptibles de diffuser

contre les noyaux de la cible. Cela nécessite la présence d'un dispositif de focalisation des muons. Pour COMPASS, le profil du faisceau est approximativement gaussien dans les deux directions transverse, de largeur 8 mm. Un diamètre de 3 cm permet alors d'intercepter environ 90 % des muons.

La focalisation des muons est réalisée à l'aide d'éléments représentant une quantité de matière suffisante pour arrêter ou détourner les muons situés à la périphérie du faisceau (*scrapers*). Une fraction des muons parvient toutefois à traverser cette matière. De tels muons peuvent être accompagnés de hadrons produits par leur interaction avec les scrapers. Ces particules constituent un halo accompagnant le faisceau. La distribution des particules du halo est elle aussi une gaussienne, de largeur ~ 20 mm. Le halo contribue de façon non négligeable au flux de particules incidentes vu par les détecteurs placés à proximité du faisceau (région dite des petits angles) et dans une moindre mesure au flux de particules vu par les détecteurs situés dans la région dite des grands angles (paragraphe 1.3.5).

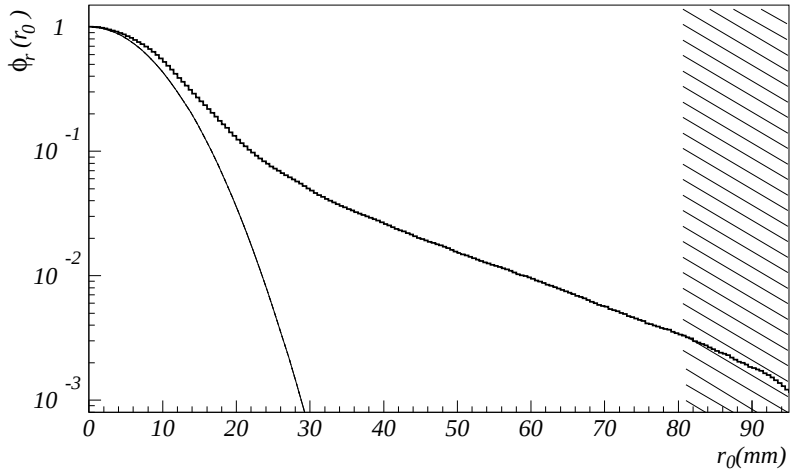


Figure 1.8: Distribution radiale normalisée du flux de muons pour $r \in [0, 90$ mm] (faisceau+halo). La courbe gaussienne de largeur 8 mm représente la contribution estimée du faisceau seul.

La figure 1.8 représente la distribution radiale normalisée du flux provenant du faisceau et de son halo:

$$\phi_r(r_0) = \frac{\Phi(r > r_0)}{\Phi_{\text{tot}}} \tag{1.57}$$

où Φ_{tot} représente le flux total du faisceau et de son halo.

Cette distribution a été mesurée en octobre 1999 à l'aide d'un des prototypes de chambres à dérive. Les valeurs correspondant à la zone hachurée présentent un biais dû à la petite taille (16×16 cm^2) du prototype.

1.3.3 La cible polarisée.

Dispositif.

La cible utilisée pour l'expérience COMPASS est constituée de deux cellules longues de 60 cm dont les nucléons sont polarisées longitudinalement. Les deux cellules sont polarisées en sens inverse, c'est à dire parallèlement ou anti-parallèlement à l'axe du faisceau.

Deux matériaux différents sont prévus pour constituer la cible:

- de l'amoniaque (NH_3) pour le proton;
- du lithium 6 deutéré (^{6}LiD) pour le neutron[(7)].

L'emploi de deux cellules polarisées en sens opposés permet de mesurer simultanément les taux de comptage parallèles et anti-parallèles intervenant dans l'expression de l'asymétrie de spin (paragraphe 1.1.3). Cela permet à la mesure d'être indépendante du flux de muons traversant la cible. Par ailleurs l'orientation des spins des nucléons de chaque cellule est inversée régulièrement (toutes les 5 heures) afin de supprimer l'effet systématique sur les taux de comptage du à la différence d'acceptance entre les deux cellules.

Polarisation dynamique nucléaire (DNP) des nucléons de la cible.

Les deux cellules de la cible polarisée sont placées dans un champ magnétique intense (2.5T) et très uniforme ($\Delta B/B < 10^{-4}$) créé par un aimant solénoïdal supraconducteur. En présence de ce champs, la dégénéréscence des deux états de spin (parallèle ou anti-parallèle à B) des nucléons ou des électrons est levée par l'effet Zeeman. Il résulte de cette levée de dégénérescence une polarisation à l'équilibre donnée par la loi de Curie:

- pour les systèmes de spin 1/2

$$P = \tanh\left(\mu B/kT\right) \tag{1.58}$$

- pour les systèmes de spin 1

$$P = \frac{4\tanh\left(\mu B/kT\right)}{3+\tanh^2\left(B/kT\right)} \tag{1.59}$$

[(7)] Les résultats correspondant au neutron s'obtiennent en combinant ceux du proton et du deuton.

où μ est le moment magnétique du noyau considéré, T la température du matériau, B la valeur du champ magnétique.

En raison de la faible valeur du moment magnétique du proton, la polarisation à l'équilibre est très faible (< 1 %). Cette valeur peut être augmentée dynamiquement par la technique de **polarisation dynamique nucléaire**. Elle a été utilisée avec succès pour polariser la cible de l'expérience SMC[19], antérieure à COMPASS.

Le matériau de la cible est irradié de façon à créer des défauts cristalins paramagnétiques permettant la présence dans la cible d'électrons célibataires polarisables. En présence du champ magnétique, et si la température de la cible est suffisamment basse ($T < 1$K), la polarisation de ces électrons est proche de 100 % car leur moment magnétique μ est plus élevé que pour le proton (équation 1.58).

La polarisation dynamique nucléaire permet de transférer la polarisation des électrons aux protons en profitant de la structure hyperfine du couplage électron-proton:

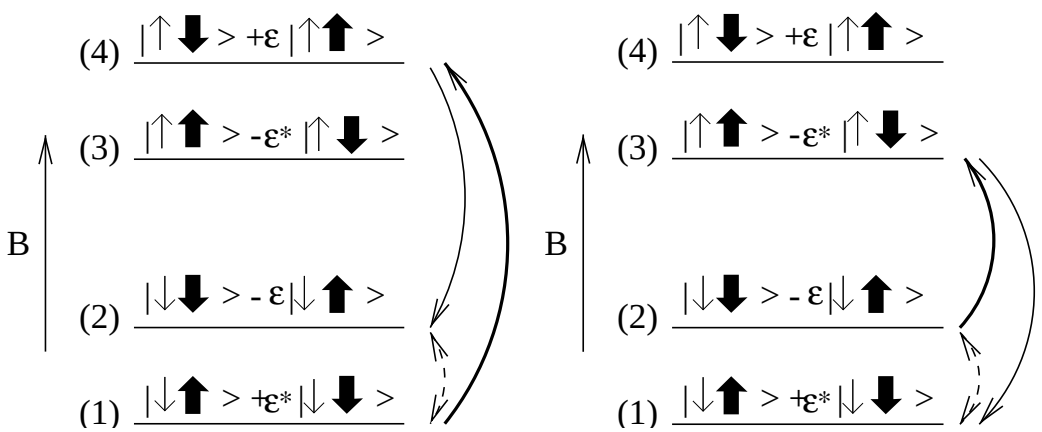
- En présence d'un champ magnétique, la dégénérescence des deux états de spin du proton ou de l'électron est levée par effet Zeeman.
- Le couplage hyperfin des spins provoque un mélange des quatre états de spin du système électron-proton. Le coefficient de mélange, noté ε est complexe et son module est petit devant 1.

En raison du mélange des quatre états, certaines transitions *interdites* peuvent être induites à l'aide de micro-ondes de fréquence adéquate et il devient possible de faire basculer **simultanément** les spins du couple électron proton. La nouvelle configuration est hors équilibre et se relaxe vers une configuration d'énergie moindre. Cependant le temps de relaxation de l'électron est très inférieur à celui du proton ou du neutron et l'état final *temporaire* correspond à la polarisation désirée du proton.

La fréquence des micro-ondes correspond à la différence d'énergie de la transition désirée. L'utilisation de fréquences différentes permet de polariser en sens inverse les nucléons de chaque demi-cellule bien que le champ magnétique soit le même.

L'ensemble des transitions entre les quatre états de spin du système proton-électron est illustré sur la figure 1.9, pour chacune des deux cellules:

1. à l'équilibre seuls les états (1) et (2) sont peuplés, dans des proportions approximativement égales (l'équilibre correspond à la flèche pointillée);
2. les micro-ondes permettent la transition (1)→(4) pour la cellule polarisée



(a) - cellule polarisée anti-parallèlement (b) cellule polarisée parallèlement

Figure 1.9: Principe de la polarisation dynamique nucléaire. Les quatre niveaux d'énergie correspondent au couplage hyperfin du spin du nucléon avec le spin de l'électron. La flèche épaisse représente le spin du nucléon; la flèche étroite représente le spin de l'électron. ε est le coefficient de mélange des états de spin et possède une valeur très faible.

parallèlement au champ $\overrightarrow{B}$ et la transition (2)→(3) pour la cellule polarisée anti-parallèlement;

3. l'état (4) se relaxe ensuite rapidement vers (2) ainsi que (3) vers (1).

Le retour à l'équilibre entre les états (2) et (1), correspondant à une *dépolarisation* des protons, n'a pratiquement pas lieu en raison du temps de relaxation élevé du spin du proton. Ce temps est d'autant plus important que la température de la cible est basse (état de spin gelé). Pour la cible polarisée de l'expérience COMPASS, cette température est comprise entre 0.1 K et 0.5 K. Elle est atteinte à l'aide d'un réfrigérateur à dilution à base d'hélium ^{3}He et ^{4}He.

La polarisation des nucléons de la cible est mesurée en ligne par résonnance magnétique nucléaire au moyen de bobines RMN situées à l'intérieur de la cible. L'utilisation de ces bobines nécessite une calibration dite *à l'équilibre thermique* (calibration TE). L'émission de fréquences micro-ondes est alors coupée et la loi de Curie (équation 1.58) est utilisée pour relier le signal résonnant des bobines à la valeur de la polarisation des protons pour une valeur donnée du champ magnétique.

1.3.4 L'aimant dipolaire SM1.

L'aimant dipolaire SM1 est situé à 3.64 m du centre de la cible (figure 1.6). La surface de son ouverture vaut 2×1.6 m^2 ce qui correspond à un angle solide vu du depuis le début de la cible de 180 mrad. La profondeur de l'aimant (le long du faisceau) est environ 1 m. Le champ magnétique est vertical, vers le haut. Au centre de l'aimant il vaut environ 0.6 T. Les particules chargées traversant SM1 sont déviées dans le plan horizontal. L'intégrale du champ magnétique le long de la trajectoire des particules vaut en moyenne 1 Tm.

L'aimant possédant une grande ouverture, il produit un champ magnétique de fuite considérable s'étendant sur une distance de plusieurs mètres depuis le centre de l'aimant. Certains des détecteurs de particules décrits dans le prochain paragraphe sont situés dans cette zone d'extension, ce qui est susceptible d'affecter leurs propriétés. Le champ de fuite atteint 0.3 T au niveau des chambres à dérive situées entre la cible et SM1.

1.3.5 Détecteurs de particules pour la reconstruction des trajectoires.

Les détecteurs de particules du premier spectromètre permettent de déterminer de part et d'autre de l'aimant dipolaire la trajectoire des particules chargées émises au niveau de la cible lors de la diffusion d'un muon sur un nucléon. La déviation de chaque trajectoire reconstruite en présence de champ magnétique de l'aimant permet de calculer l'impulsion de la particule chargée correspondante.

Segmentation des détecteurs

La densité de flux de particules incidentes varie de plusieurs ordres de grandeur en fonction de la distance au faisceau. Pour cette raison, l'acceptance angulaire du spectromètre a été séparée en trois régions correspondant à trois régimes de flux. Dans chaque région, la détection des particules chargées est effectuée par un détecteur différent. L'ensemble de ces détecteurs et les régions correspondantes de l'acceptance ont été portés dans le tableau 1.1.

Les fibres scintillantes

Les fibres scintillantes possèdent une surface active de 5×5 cm^2 et sont placées sur l'axe du faisceau. Le spectromètre à grand angle comporte six stations de chambres scintillantes: deux stations sont situées entre la cible et l'aimant SM1,

	avant SM1	après SM1
très petits angles (VSAT)	**Fibres scintillantes** zone active: 5×5 cm^2 taille de cellule: 700 μm flux maximal: 5×10^7 Hz/cm^2	
petits angle (SAT)	**détecteur Micromégas** zone active: 40×40 cm^2 taille de cellule: 360 μm flux maximal: 3×10^5 Hz/cm^2	**détecteur GEM** 30×30 cm^2
grands angles (LAT)	**chambres à dérive** zone active: 120×120 cm^2 taille de cellule: 7 mm flux maximal: 10^4 Hz/cm^2	**pailles à dérive** 6 mm ou 10 mm

Table 1.1: Segmentation de l'acceptance du spectromètre de l'expérience COMPASS, - entre la cible et l'aimant SM1; - entre l'aimant SM1 et le premier détecteur RICH. Les flux maximum sont donnés pour 10^8 muons par seconde.

deux stations sont situées entre SM1 et le premier RICH, enfin les deux dernières sont situées derrière le RICH. Chaque station comprend 2 ou 3 plans de fibres scintillantes, mesurant chacun une coordonnée différente dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau: la coordonnée horizontale (x), la coordonnée verticale (y) et une coordonnée inclinée (u) de 20^o par rapport à l'horizontale. Les fibres possèdent un diamètre de 700 μm et sont regroupées en torons. Chaque toron comporte 7 fibres. Pour assurer la pleine efficacité de chaque plan de détection, il est nécessaire d'empiler un total de 7 torons dans la direction parallèle au faisceau (figure 1.10).

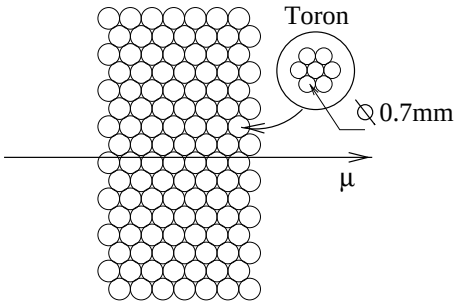


Figure 1.10: Structure d'un plan de fibres scintillantes.

Les détecteurs Micromégas

Les détecteurs Micromégas (MICRO MEsh GAseous Structure)[2] sont des détecteurs gazeux à électrodes parallèles. Ils comportent trois électrodes: l'électrode de dérive; la micro-grille; les micro-pistes(figure 1.11). L'espace compris entre l'électrode de dérive et la micro-grille est l'espace de conversion. Les particules traversant le détecteur y produisent des paires électron-ion par ionisation des atomes ou des molécules du mélange gazeux. Les électrons dérivent vers la micro-grille sous l'action du champ électrique présent dans cette région. L'espace délimité par la micro-grille et les micro-pistes est l'espace d'amplification. Il y règne un champ électrique intense (45 kV/cm) responsable de la multiplication des électrons pénétrant dans cette région, par avalanche. Le signal induit sur les micro-pistes par les charges provenant de l'avalanche permet de détecter la particule à l'origine de ces charges.

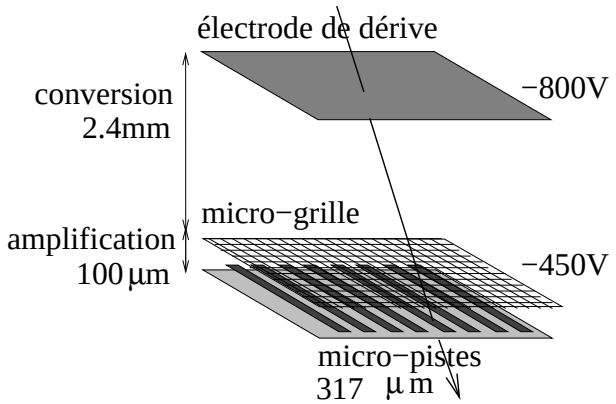


Figure 1.11: Vue schématique d'un détecteur Micromégas.

Dans le spectromètre de l'expérience COMPASS, trois stations de détecteurs Micromégas assurent la détection des particules chargées dans la région des petits angles (SAT) entre la cible polarisée et le premier aimant, SM1. Elles possèdent une surface active de 40×40 cm^2. Chaque station est constituée de deux doublets: un doublet XY mesure les coordonnées horizontale et verticale, respectivement; un doublet UV mesure les deux coordonnées inclinées de 45^o par rapport à la verticale. La région centrale des détecteurs Micromégas est neutralisée sur une surface circulaire de diamètre 5 cm correspondant au passage du faisceau de muons.

Une optimisation complète des détecteurs Micromégas pour l'expérience COMPASS est présentée dans [20].

Les chambres à dérive

Les chambres à dérive assurent la détection des particules chargées dans la région des grands angles (LAT) entre la cible polarisée et le premier aimant. La mise en oeuvre de ces chambres est l'objet de cette thèse. Le principe de fonctionnement d'un tel détecteur est décrit en détail dans le chapitre 2. Le choix du mélange gazeux, du point de fonctionnement et de l'électronique d'amplification des signaux font l'objet du chapitre 3.

Deux stations de chambres à dérive sont utilisées pour le spectromètre de l'expérience COMPASS, constituée chacune de huit chambres. Elles mesurent les coordonnées x, horizontale; y, verticale; u et v inclinées de $\pm 20^o$ par rapport à l'horizontale. Ces choix résultent d'une optimisation décrite dans le chapitre 5.

Les détecteurs GEM

Les détecteurs GEM[21] sont des détecteurs gazeux à plaques parallèles et micro-pistes. L'amplification est réalisée à l'aide de feuilles de Kapton mince (50 μm) recouverte de cuivre sur chaque face. Ces feuilles sont percées de trous de diamètre 70 μm espacés de 140 μm. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux surfaces cuivrées ce qui génère un champ électrique intense à l'intérieur des trous. En raison de ce champ, lorsque des électrons traversent les trous ils sont multipliés par avalanche. Les détecteurs GEMS présents dans le spectromètre de COMPASS possèdent trois feuilles de Kapton traités de cette façon (triple GEM). Elles constituent autant d'étages d'amplification. Le signal induit par les charges provenant de l'avalanche sur des micro-pistes placées à proximité du dernier Kapton permet la détection de la particule à l'origine de ces charges. Chaque détecteur est équipée de pistes horizontales et verticales, ce qui permet une détection à deux dimensions (figure 1.12).

Trois stations de détecteurs GEM sont situées entre l'aimant SM1 et le premier RICH. Elles comportent chacune deux plans de surface active 30×30 cm^2: le premier plan mesure les coordonnées x et y de l'impact de la particule; le second plan mesure les coordonnées u et v, inclinées par rapport aux premières de $\pm 45^o$. Le centre des détecteurs est désactivé sur un diamètre de 5 cm au niveau du faisceau de muon, ce qui correspond à la région couverte par les fibres scintillantes situées derrière l'aimant SM1.

Les pailles à dérive (straw tubes)

Les pailles à dérive fonctionnent selon le même principe que les chambres à dérive décrites dans ce travail, mais sont conçues de façon différentes. Des tubes

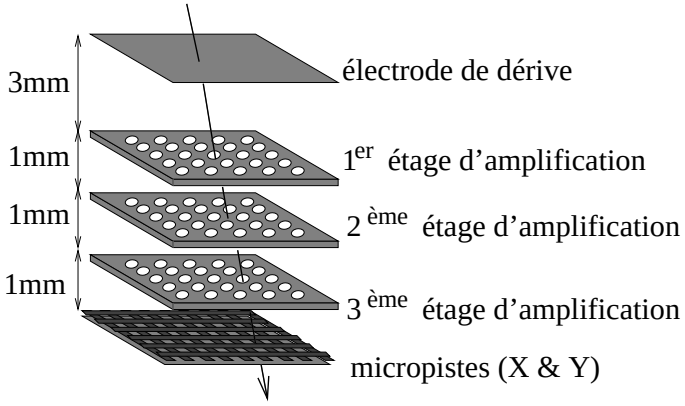


Figure 1.12: Vue schématique d'un détecteur GEM (triple-GEM.

de Kapton aluminisé de diamètre 6 ou 10 mm selon leur distance au faisceau constituent les cathodes du détecteur et délimitent le volume de détection. Ils sont placés au potentiel 0. Au centre de chaque tube, un fil fin (20 μm) de tungstène doré constitue l'anode et est porté à un potentiel positif élevé (de l'ordre de 2000 V). En raison de cette différence de potentiel il règne au voisinage immédiat du fil un champ électrique intense responsable de la multiplication des électrons (avalanche). L'avalanche permet la détection des particules à l'origine de la création des électrons primaires. La position de l'impact de la particule est calculée précisément à l'aide du temps mis par les électrons pour parvenir jusqu'au fil.

Trois stations de pailles à dérive sont prévues dans le spectromètre de l'expérience COMPASS. Elles sont situées entre l'aimant dipolaire SM1 et le premier RICH. Chaque station comporte douze plans de pailles à dérive: quatre plans mesurent la coordonnée horizontale; quatre plans mesurent la coordonnée verticale; deux plans mesurent une coordonnée u inclinée de $+10^o$ par rapport à l'horizontale enfin les deux derniers plans mesurent une coordonnée v inclinée de -10^o par rapport à l'horizontale. Les tubes de deux plans consécutifs et mesurant la même coordonnée sont décalés d'une distance égale à leur rayon (figure 1.13) afin de combler la zone morte à la jonction entre les tubes et de permettre la levée des ambiguïtés droite/gauche[(8)].

Chaque plan de pailles à dérive possède un trou de 30×30 cm^2 centré sur le faisceau. Il correspond à la région couverte par les détecteurs GEM.

[(8)] la définition des ambiguïtés droite gauche est donnée dans le chapitre 2

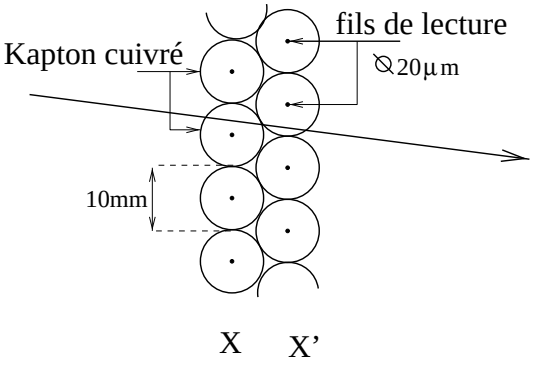


Figure 1.13: Vue schématique de deux plans décalés de pailles à dérive.

Les chambres proportionnelles

Les chambres proportionnelles utilisées pour COMPASS proviennent de l'expérience Omega au CERN. Chaque chambre comporte deux plans de cathodes espacés de 8 mm et constituant le volume de détection. Entre les plans graphités sont tendus les fils de lecture à un pas de 2 mm. Ils sont situés au potentiel 0 via l'électronique frontale constituée d'un amplificateur et d'un convertisseur analogique-digital (ADC). Lorsqu'une particule traverse le détecteur, elle dépose de nombreuses paires électron-ion le long de sa trajectoire. Les électrons dérivent jusqu'au fil le plus proche où ils sont multipliés, par avalanche. Il en résulte un signal induit permettant d'identifier le fil *touché*. Contrairement aux chambres à dérive ou aux pailles à dérive, le temps de dérive des électrons n'est pas mesuré.

Au total 14 stations de chambres proportionnelles sont prévues sur COMPASS, constituées de deux ou trois chambres chacunes, selon l'expérience dont elles proviennent. Les chambres situées dans le premier spectromètre sont neutralisées dans leur région centrale où le flux de particule est trop élevé.

Les tubes à dérive (drift tubes)

Les tubes à dérive fonctionnent selon le même principe que les pailles mais possèdent un espace de dérive nettement supérieur valant 3 cm. Elles sont situées derrière l'absorbeur à muons (paragraphe 1.3.8) du second spectromètre où les flux incidents sont les plus faibles.

1.3.6 Le RICH

Le détecteur RICH (Ring-Imaging Cerenkov) du premier spectromètre RICH1[22], permet d'identifier les hadrons (pions ou kaons) dont l'énergie est comprise entre 3 et 65 GeV. Il est constitué d'une enceinte de 3 mètres de long renfermant du gaz C4F10. A la traversée de ce gaz les particules émettent vers l'avant un cône de lumière Cerenkov dont le demi-angle au sommet, θ_c, est relié à la vitesse de la particule, v, par[13]:

$$\theta_c = \sqrt{2(1 - \frac{c}{nv})} \tag{1.60}$$

où n est l'indice du gaz et c la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation précédente n'a de sens que pour $v > c/n$, ce qui constitue un seuil d'émission des photons Cerenkov. L'énergie correspondant à ce seuil dépend de la particule incidente. L'indice du gaz C4F10 valant 1.00153, le seuil vaut 2.5 GeV pour les pions, 8.9 GeV pour les kaons.

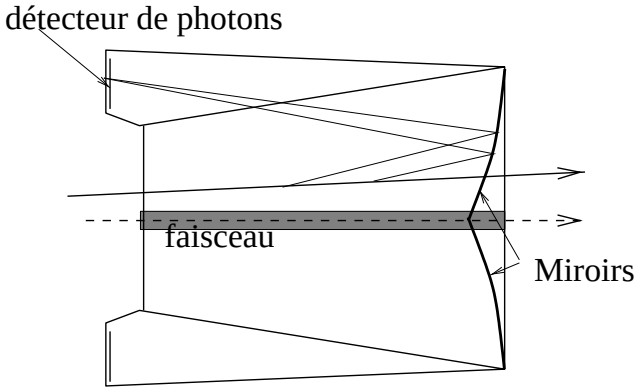


Figure 1.14: Vue schématique du premier détecteur RICH.

Les photons Cerenkov sont réfléchis par les miroirs situés sur la paroi du fond du détecteur RICH, puis focalisés sur un ensemble de chambres à fil placées en dehors de l'acceptance (figure 1.14). Les chambres à fils sont équipées de photocathodes de CSI permettant de convertir les photons en électrons. Elles possèdent un cathode segmentée permettant une détection bidimensionnelle du point d'impact des photons. La lecture des 69000 voies présentes sur les cathodes est réalisée à l'aide d'une électronique digitale multiplexée.

Les données enregistrées par ces chambres permettent de calculer le rayon des cercles correspondant à l'intersection du cône Cerenkov avec le plan de détection. L'angle θ_c et donc la vitesse de la particule à l'origine du cône peuvent être calculés à l'aide de ce rayon.

1.3.7 Calorimètres.

Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est indispensable au programme hadrons de l'expérience COMPASS [1] car il permet la mesure de l'énergie des photons issus des interactions nucléaires. Pour le programme muon son utilité est moindre, aussi je ne le décris pas.

Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique du premier spectromètre, HCAL1, comporte 500 cellules constituées chacune d'un empilement de plaques de fer et de plaques de scintillateur alternées. Sa surface vaut 3.9×3.2 m^2. Il possède un trou de 1.5×0.8 m^2 pour permettre le passage des particules qui seront détectées par le second spectromètre.

Le calorimètre hadronique permet de détecter rapidement les événements possédant au moins un hadron dans l'état final. Cette information est utilisée dans la logique du trigger pour diminuer le nombre de déclenchements fortuits de l'acquisition.

1.3.8 Les absorbeurs à muons.

Les absorbeurs à muons sont placés en bout de chaque spectromètre et absorbent toutes les particules parvenues à ce niveau excepté les muons. Cela permet d'identifier pour chaque événement quelle trajectoire parmi celles reconstruites provient du muon diffusé. L'absorbeur à muon du premier spectromètre est un mur de fer dont l'épaisseur vaut 1m et de surface 5×4 m^2. Il possède un trou de 1.6×0.8 m^2 pour permettre le passage des particules qui seront détectées par le second spectromètre. Des chambres proportionnelles (paragraphe 1.3.5) sont situées derrière ce mur afin d'y déterminer la trajectoire du muon. Ils sont décrites dans le prochain paragraphe, ainsi que tous les autres détecteurs utilisés pour la reconstruction de la trajectoire des particules.

1.3.9 Identification des événements (*trigger*).

Le système de déclenchement (*trigger*) de l'expérience COMPASS permet d'identifier les événements susceptibles de correspondre à la diffusion profondément inélastique d'un muon sur un nucléon de la cible.

Un ensemble d'hodoscopes, situés de part et d'autre des filtres à muons de chaque spectromètre permettent de garantir la présence d'un muon diffusé. Ces hodoscopes sont constitués de lattes horizontales ou verticales de plastique scintillant. La mesure précise du temps de passage d'une particule dans l'une de ces lattes est réalisée au moyen de TDC situés en sortie de deux photo-multiplicateurs placés à chaque extrémité du plastique. Les lattes peuvent être placées en coïncidence à l'aide d'une *matrice de coïncidences*, ce qui permet de déterminer si le muon détecté pointe ou non vers la cible, et de calculer son angle de diffusion. Par ailleurs, l'information des calorimètres hadroniques des deux spectromètres est aussi utilisée pour assurer la présence de hadrons dans l'état final.

Le taux d'événements attendu sur COMPASS est estimé à 10^4/s.

1.3.10 Le système d'acquisition.

Le système d'acquisition de COMPASS est destiné à collecter et sauvegarder les données enregistrées par l'ensemble des détecteurs du spectromètre, pour chaque événement. Il est conçu pour manipuler les données provenant de détecteurs de types très différents et permet un taux d'événements élevé (jusqu'à 10^4/s) sans introduire de temps mort dans la chaîne d'acquisition. Cela nécessite un traitement rapide des données. En outre le système d'acquisition est modulaire de façon à s'adapter à d'éventuelles modification du nombre et de la nature des détecteurs du spectromètre au cours du déroulement de COMPASS.

La figure 1.15 représente une vue schématique de l'ensemble de la chaîne d'acquisition. Elle comporte plusieurs étages, depuis les détecteurs jusqu'à la sauvegarde et/ou l'analyse des données.

L'électronique frontale collecte et met en forme, voie par voie, les données enregistrées par chaque détecteur. Les modules CATCH rassemblent les données d'un grand nombre de canaux d'électronique frontale et y ajoutent des informations supplémentaires telles que le temps de l'événement, le numéro de l'événement ainsi que certains diagnostics d'erreur (voies absentes, dépassement de capacité, etc). Un module CATCH peut rassembler jusqu'à 1024 canaux d'électronique frontale[(9)]. L'information enregistrée par l'ensemble des CATCH est ensuite transmise à plusieurs ordinateurs nommés Read-Out Buffer (ROB), dont le rôle consiste à assurer la collection *locale* des données correspondant à chaque événement et leur stockage temporaire. Plusieurs modules CATCH peuvent être connectés en parallèle sur la même entrée du ROB à l'aide d'un multiplexeur. Les différents ROB sont lus successivement par un système de collection *global* des données

[(9)] En réalité certains des modules CATCH rassemblent jusqu'à quatre fois plus de voies car celles-ci sont multipléxées en amont.

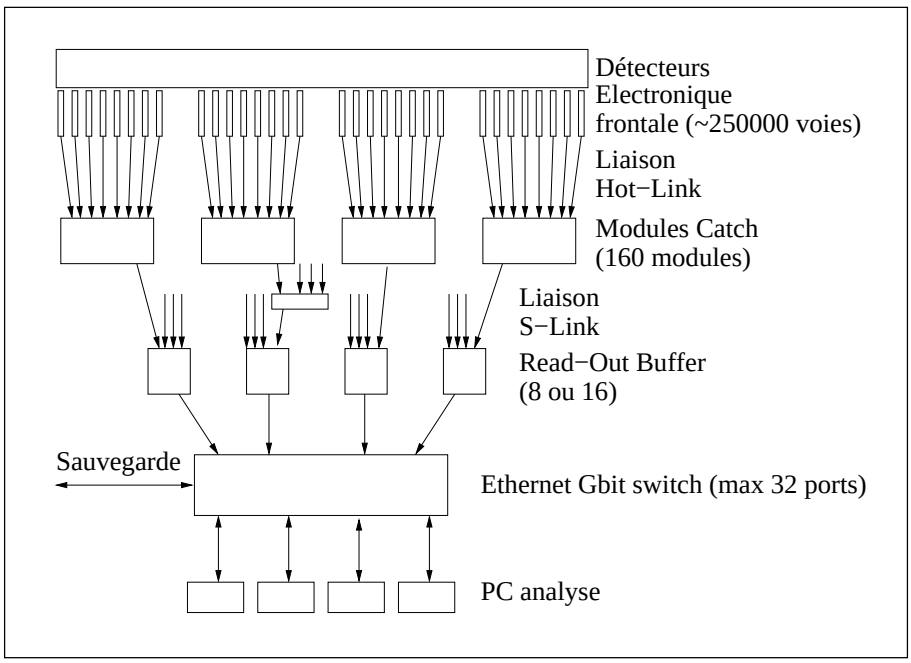


Figure 1.15: Vue schématique du système d'acquisition de COMPASS.

(Event Builder). Les événements ainsi reconstitués sont ensuite transférés vers la banque de sauvegarde, gérée par le CERN (Central Data Recording, où CDR) et vers les ordinateurs destinés à l'analyse en ligne des données.

Le contrôle du transfert des données d'un niveau à l'autre de la chaîne d'acquisition est géré au niveau des ROB à l'aide du programme d'acquisition DATE[23] (Data Acquisition and Test Environment) développé par la collaboration ALICE du LHC. Pour 10^4 événements par cycle SPS, le système d'acquisition doit traiter jusqu'à 35 méga-octets par seconde. Le volume de données enregistré par jour est estimé à 2 téra-octets. A titre de comparaison, cette valeur est supérieure de près de trois ordres de grandeur au volume de données enregistrée par l'expérience SMC chaque jour.

1.4 Contraintes sur les chambres à dérive de l'expérience COMPASS.

1.4.1 Motivations.

Il était initialement prévu d'assurer la détection des particules chargées entre la cible polarisée et le premier aimant SM1 au moyen de chambres proportionnelles du même type que celles décrite dans le paragraphe 1.3.5. L'inefficacité due au flux élevé de particules incidentes ainsi que la faible résolution de tels détecteurs devaient être palliés par l'utilisation d'un grand nombre de chambres mesurant la même coordonnée. Par la suite une simulation précise de ce dispositif a montré qu'il ne pouvait convenir en terme de résolution spatiale, compte tenu de l'espace disponible dans cette région. Le choix des détecteurs Micromégas résulte de cette étude. Cependant il n'est pas possible de couvrir la totalité de l'acceptance de cette façon à cause du grand nombre de voies que cela représente ($\sim$ 35000 voies par détecteur) et des difficultés techniques que comporte la construction de tels détecteurs sur de grandes surfaces. En outre l'utilisation de détecteurs Micromégas n'est pas justifiée dans la région périphérique de l'acceptance, où le flux de particules diminue considérablement. Pour cette raison nous avons décidé la construction de chambres à dérive pour assurer la détection des particules dans la région des grands angles. De tels détecteurs présentent l'avantage de posséder une bonne résolution spatiale (< 200 μm) sur de grandes surfaces (ici 1200×1200 mm^2) à l'aide d'un faible nombre de voies (une voie par centimètre pour chaque coordonnée), ce qui en réduit le coût.

1.4.2 Efficacité de détection et flux incident.

L'efficacité de détection des chambres à dérive doit naturellement être la plus proche possible de 100 %, afin de permettre la reconstruction des trajectoires des particules.

Dans la pratique, cette valeur idéale ne peut être atteinte, notamment en présence d'un flux élevé de particules. Au premier ordre, l'inefficacité résultant de ce flux est proportionnelle à la durée du signal induit dans le détecteur par le passage de chaque particule. Cette durée doit donc être réduite au maximum. Les chambres à dérive ont été optimisées dans ce sens.

En outre l'efficacité de détection doit être stable au cours du temps. Ce critère, valable pour tous les détecteurs, permet d'éviter l'introduction de fausses asymétries dans la mesure de l'asymétrie expérimentale A_{exp} (paragraphe 1.2.4).

1.4.3 Résolution spatiale.

Dans la région située entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire, une résolution spatiale de 100 μm est requise sur la coordonnée horizontale, x, de chaque point reconstruit appartenant à la trajectoire des particules. Cette résolution doit permettre de calculer la position du vertex de façon suffisamment précise pour connaître la demi-cellule de la cible dans laquelle a eu lieu l'interaction ainsi que calculer les grandeurs cinématiques caractérisant la réaction.

Au minimum deux chambres à dérive sont employées pour la reconstruction de chaque coordonnée des points. En première approximation, la résolution sur la coordonnée x vaut alors:

$$\sigma_x = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} \tag{1.61}$$

où σ_0 est la résolution d'une chambre.

Une résolution de l'ordre de 150 μm est donc requise pour chacune des chambres à dérive.

1.4.4 Comportement en présence d'un champ magnétique.

Les chambres à dérive de l'expérience COMPASS sont soumises au champ magnétique de fuite à la fois de l'aimant dipolaire SM1 et de l'aimant solénoïdal de la cible polarisée. Ce champ est intense (jusque 0.3 T) et fortement inhomogène. Il est susceptible de dégrader les performances du détecteur, en terme d'efficacité et de résolution. Sa présence doit être prise en compte lors de la conception du détecteur.

1.4.5 Désactivation dans la région des petits angles.

Les chambres à dérive doivent être désactivée dans la région dite des petits angles (SAT) car le flux de particules incidentes y est trop important. Un procédé de désactivation *efficace* doit donc être prévu et caractérisé, dans des conditions de flux identiques à celles de l'expérience COMPASS. De plus il est souhaitable que ce procédé soit réversible, pour permettre l'alignement des détecteurs appartenant à des régions différentes de l'acceptance.

Chapitre 2

Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive.

2.1 Configuration électrostatique d'une *cellule* de chambre à dérive.

Une chambre à dérive est généralement constituée de trois éléments, répétés de façon périodique. Ils peuvent être agencés selon une géométrie plus ou moins compliquée. Je présenterai la configuration la plus simple, qui se trouve être aussi celle adoptée pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS. Ce choix est sans incidence sur le principe de fonctionnement du détecteur.

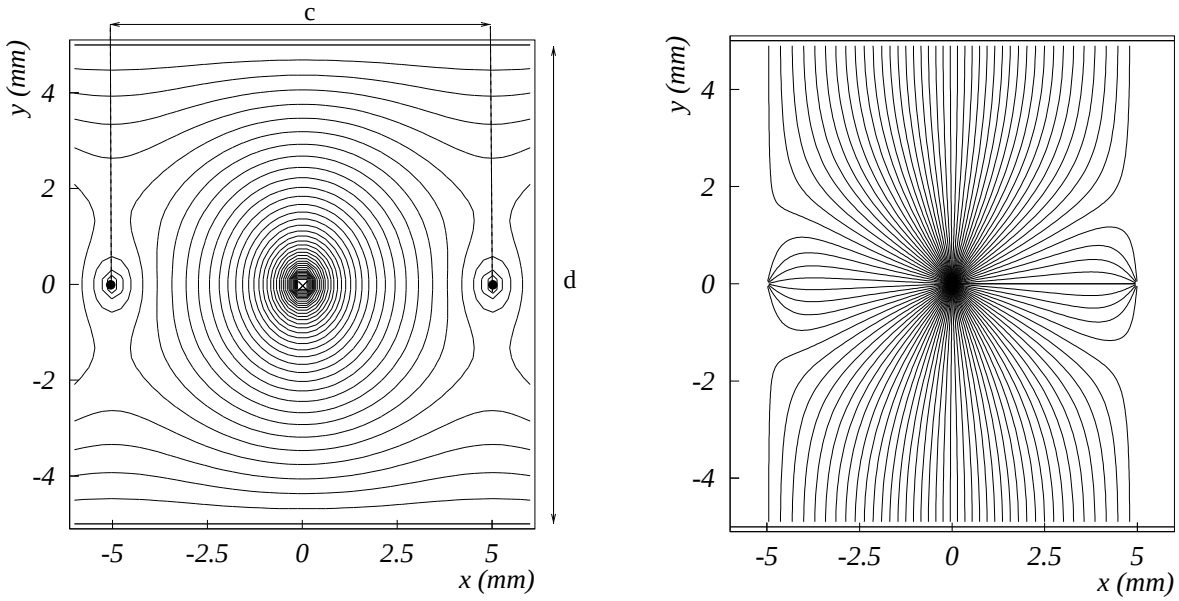
Les plans de cathodes:
Ce sont deux surfaces conductrices généralement constituées de Mylar recouvert de graphite. Elles déterminent les surfaces équipotentielles servant à délimiter le volume de détection de la chambre.

Les fils de champ:
Ce sont des fils conducteurs *fins*, de faible impédance (idéalement nulle) tendus d'un bout à l'autre du détecteur dans le plan situé au milieu des deux plans de cathode. Deux fils de champ consécutifs définissent une **cellule de dérive**. La chambre à dérive est constituée d'une succession périodique de cellules de dérive. Pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS, le diamètre des fils de champ vaut 100 μm. Ils sont réalisés à l'aide d'un alliage de cuivre et de bérylium.

Les fils de lecture:
Ils sont intercalés entre deux fils de champ consécutifs, dans le même plan. Cette position correspond au centre de chaque cellule de dérive. Ces fils sont constitués de tungstène doré. Ils possèdent un diamètre inférieur à celui des fils de champ ce qui permet d'atteindre des valeurs de champ électrique plus élevé au voisinage du fil. Pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS, ce diamètre vaut 20 μm.

Les paramètres géométriques caractérisant la chambre à dérive sont donc:

1. d, la distance entre les plans de cathode;
2. c, la distance entre deux fils de champ consécutifs. Cette distance correspond à la largeur de la cellule de dérive et constitue le *pas* du détecteur;
3. Φ, le diamètre des fils de lecture et de champ.



(a) - Surfaces équipotentielles (représentées tous les 50 V)

(b) Lignes de champ

Figure 2.1: Configuration électrostatique d'une cellule de chambre à dérive (obtenue à l'aide du logiciel de simulation GARFIELD[24]). Le fil de lecture se trouve au centre. Les fils de champ sont situés en $(\pm 5 \text{ mm}, 0)$. La tension appliquée aux plans de cathode et aux fils de champ vaut -1800 V.

Les plans de cathode et les fils de champ constituent les cathodes du détecteur. Ils sont portés à un potentiel négatif élevé (~ -2000 V). Les fils de lecture

constituent les anodes et sont portés au potentiel 0, via l'électronique frontale (paragraphe 2.6). Du fait de ces potentiels, lorsqu'une charge électrique négative (un électron) se trouve à l'intérieur du volume de détection elle *dérive* vers le fil de lecture le plus proche. Cette dérive s'effectue perpendiculairement aux surfaces équipotentielles, c'est à dire le long des lignes de champ. Une charge positive dérive au contraire soit vers les fils de champ, soit vers les plans de cathode. La figure 1.(a) représente les surfaces équipotentielles dans une cellule de dérive pour laquelle $d = c = 10$ mm. Excepté au voisinage des fils de champ et des plans de cathode, elles possèdent une géométrie cylindrique ayant pour axe les fils de lecture. Au voisinage du fil, les surfaces sont plus proches, ce qui indique que le champ électrique y croît.

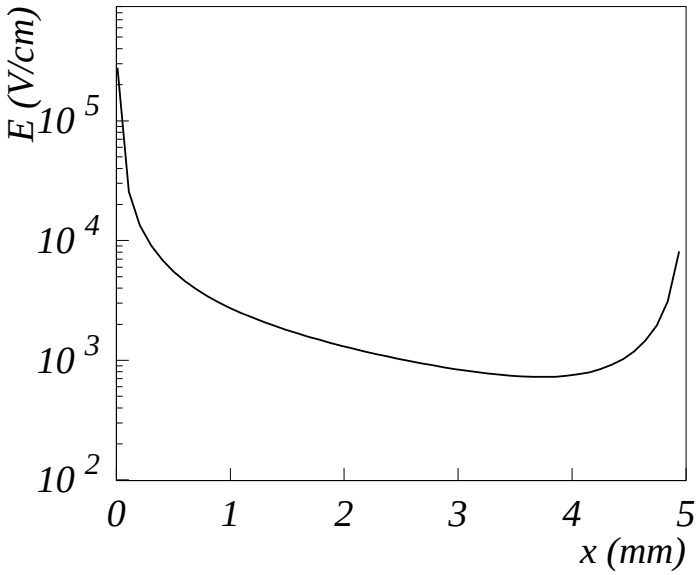


Figure 2.2: Champ électrique en fonction de la distance au fil de lecture x, au niveau du plan de fil d'une cellule de dérive. La tension appliquée aux plans de cathode et aux fils de champ vaut -1800 V.

Au voisinage des fils (de lecture où de champ), le champ électrique s'écrit[25]:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r} \tag{2.1}$$

où λ est la densité linéique de charge sur le fil, et r la distance au fil. La densité de charge λ dépend de la valeur du potentiel appliquée aux cathodes (plans et fils de champs), notée V_0 et de la géométrie de la cellule de dérive. Pour une cellule de dérive cylindrique de diamètre d, le fil de lecture (diamétre Φ) étant placé au

centre, λ s'écrit[26]:

$$\lambda = \frac{2\pi\varepsilon_0 V_0}{\log d/\phi} \quad \text{soit} \quad E(r) = \frac{V_0}{r \log d/\phi} \tag{2.2}$$

Cette expression est une bonne approximation de la valeur du champ électrique au voisinage du fil de lecture pour la géométrie décrite sur la figure 2.1, à condition que d'une part la distance entre plans de cathode d et la distance entre les fils de champ c soient égales; d'autre part que le potentiel appliqué aux plans de cathode et aux fils de champ soient le même.

Compte tenu de l'expression du dénominateur dans l'équation 2.2, le champ électrique au voisinage immédiat du fil de lecture ($r = \phi/2$) est d'autant plus élevé son diamètre est petit, à valeurs égales de V_0. La figure 2.2 représente la valeur du champ électrique dans le plan médian de la chambre à dérive (plan de fil) en fonction de la distance au fil de lecture, pour une demi-cellule de dérive. Pour une différence de potentiel de 1800 V, il varie de $E_{\text{min}} = 700$ V/cm à $E_{\text{max}} = 2.8 \times 10^5$ V/cm au voisinage immédiat du fil de lecture. Ces valeurs varient linéairement avec la différence de potentiel appliquée entre les cathodes et les anodes.

Lorsqu'une particule traverse le volume de détection, elle crée un certain nombre de paires électron-ion par interaction avec le mélange gazeux qui s'y trouve. Ces charges élémentaires dérivent vers les anodes (charges négatives) ou les cathodes (charges positives). Au voisinage des fils de lecture, du fait de la valeur élevée du champ électrique (quelques 10^5 V/cm) se produit un phénomène de multiplication des charges appelé avalanche. Il est responsable de la formation d'un courant électrique transitoire sur les fils de lecture. Ce signal, après amplification permet la détection de la particule initiale. Les prochains paragraphes décrivent en détail chacune de ces étapes.

2.2 Interaction des particules chargées avec le mélange gazeux.

2.2.1 Ionisation primaire et états excités.

Le volume de détection d'une chambre à dérive contient un mélange gazeux adéquat permettant la détection des particules. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur elle perd une fraction de son énergie incidente par interaction avec les atomes ou molécules de ce mélange. Ces interactions sont majoritairement de nature électromagnétique et sont modélisées par l'échange de photons

virtuels avec les électrons du cortège électronique de l'atome ou de la molécule[25]. La perte d'énergie correspondante est donnée par la formule de Bethe-Bloch [13]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} Z^2 \left(\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \tag{2.3}$$

Où $m_e c^2$ est l'énergie au repos d'un l'électron et e sa charge; Z est la charge de la particule incidente; β et γ les facteurs relativistes habituels pour la particule incidente; N la densité électronique du mélange gazeux et I l'énergie d'excitation moyenne des atomes ou molécules du mélange gazeux.

Pour des particules relativistes, la perte d'énergie représente une fraction négligeable de l'énergie totale de la particule. Elle est transférée aux atomes ou molécules du mélange gazeux sous deux formes:

- **par ionisation**: un ou plusieurs électrons sont arrachés à l'atome ou à la molécule selon la réaction (écrite ici dans le cas d'un pion):

$$\pi \mathrm{A} \longrightarrow \pi \mathrm{e}^- \mathrm{A}^{(*)+}, \pi \mathrm{e}^- \mathrm{e}^- \mathrm{A}^{(*)++}, ... \tag{2.4}$$

  La différence entre l'énergie cédée par la particule et l'énergie d'ionisation des électrons au sein de l'atome ou de la molécule se partage entre l'excitation éventuelle de l'ion positif résultant de l'interaction et l'énergie cinétique emportée par les électrons. Cette dernière est de l'ordre de 100 eV. Du fait de leur faible masse devant celle de l'ion, les électrons sont majoritairement émis perpendiculairement à la trace de la particule incidente.

- **par excitation**: l'atome ou la molécule passe de l'état fondamental A à un état excité ou métastable, noté dans les deux cas A*. Son retour ultérieur à l'état fondamental peut s'accompagner de l'émission d'un électron via l'intervention d'une seconde espèce (B) constituant du mélange gazeux, ou d'un photon. Ce photon peut à son tour interagir avec le mélange gazeux ou quitter le volume de détection.

$$\pi \mathrm{A} \longrightarrow \pi \mathrm{A}^*, \ \mathrm{A}^* B \longrightarrow \mathrm{e}^- \mathrm{AB}^+ \tag{2.5}$$

$$\mathrm{A}^* \longrightarrow \mathrm{A}\gamma, \ \gamma \mathrm{B} \longrightarrow \mathrm{e}^- \mathrm{B}^+ \tag{2.6}$$

Pour décrire de façon effective l'ensemble de ces phénomènes, on définit une **section efficace de collisions ionisantes**, notée σ_c, ainsi que le libre parcours moyen correspondant,λ_c, donné par $\lambda_c = 1/N_\mathrm{A}\sigma_c$ où N_A est la densité volumique du mélange gazeux. Dans des conditions normales de température et de pression, λ_c est de l'ordre de 400 μm dans l'argon pour une particule au minimum d'ionisation (paragraphe 2.2.2).

Le nombre d'électrons primaires issus des interactions entre la particule incidente et le mélange gazeux est une grandeur statistique dont la valeur moyenne se déduit simplement de λ_c: $\overline{N}_0 = d/\lambda_c$, où d est l'épaisseur de gaz traversé par la particule. La valeur de $\overline{N}_0$ dépend, via σ_c, de la nature du mélange gazeux d'une part, de l'énergie et de la nature de la particule incidente d'autre part. En outre la distribution de N_0 suit une loi de Poisson.

2.2.2 Particules au minimum d'ionisation

Pour un mélange gazeux donné, les variations de la section efficace de collisions ionisantes en fonction de l'énergie de la particule incidente présentent un minimum[13] résultant de la compétition entre une décroissance dans la région non relativiste ($\beta\gamma < 3$) et une remontée dans le domaine relativiste ($\beta\gamma > 4$). Le minimum a lieu pour $\beta\gamma \simeq 3.5$. La section efficace correspondante, notée $\sigma_{\min}$, est indépendante de la nature de la particule. Cette propriété permet de définir la notion de **particule au minimum d'ionisation**: une particule de nature quelconque dont l'énergie correspond à $\sigma_c = \sigma_{\min}$. Le passage d'une particule au minimum d'ionisation dans le détecteur donne lieu à la production d'un nombre minimal d'électrons le long de sa trajectoire, elles servent de *référence* losqu'il s'agit de mesurer les performances d'un détecteur gazeux tel qu'une chambre à dérive.

2.2.3 Ionisation secondaire

L'énergie cinétique (~ 100 eV) des électrons primaires au moment de leur libération est rapidement dissipée par collisions avec les constituants du mélange gazeux. Cette dissipation se produit au cours de la nanoseconde succédant à l'émission de l'électron primaire et donne lieu à la création d'électrons secondaires au voisinage immédiat du point d'interaction, selon des mécanismes semblables à ceux décrits dans le paragraphe 2.2.1 mais avec des sections efficaces différentes. Dans l'état final, l'énergie des électrons suit une distribution de Boltzman dont la température caractéristique, en l'absence de champ électrique, vaut la température du mélange gazeux[27].

La distance caractéristique de dissipation de l'énergie cinétique des électrons primaires vaut environ 10 μm. Elle est faible devant le libre parcours moyen λ_c de la particule incidente entre deux collisions ionisantes ($\sim$ 400μm). Les électrons sont donc distribués en paquets (*clusters*) le long de la trajectoire de la particule.

Le nombre total d'électrons libérés dans le mélange gazeux, noté N_1, s'écrit:

$$N_1 = \sum_{i=1}^{N_0} m_i \tag{2.7}$$

où m_i est le nombre d'électrons dans le cluster correspondant au $i$ème électron primaire ($i \in [1, N_0]$). Ce nombre fluctue en raison de la distribution de l'énergie cinétique des électrons primaires.

En raison des fluctuations du nombre d'électrons primaires et de la taille des clusters, le nombre total d'électrons, N_1, suit une distribution de Landau[27]. Certaines particules peuvent occasionnellement donner lieu à un nombre d'électrons N_1 grand devant le nombre moyen $\overline{N}_1$.

2.3 Dérive des électrons et des ions.

Les électrons issus de l'interaction entre la particule incidente et le mélange gazeux dérivent sous l'action du champ électrique présent dans le volume de détection vers le fil de lecture le plus proche. Les ions dérivent quant à eux vers le fil de champ ou le plan de cathode le plus proche.

2.3.1 Dérive des électrons.

La vitesse de dérive des électrons dans le mélange gazeux résulte de la compétition entre l'accélération due au champ électrique décrit dans le paragraphe 2.1 et la diffusion de l'électron sur les molécules ou les atomes du mélange gazeux. Du fait de la faible masse de l'électron au regard des autres constituants du mélange gazeux, cette diffusion est isotrope. A chaque collision l'électron transfère en moyenne une fraction δp de son impulsion $\overrightarrow{p}$, acquise via le champ électrique depuis la collision précédente. Il s'agit d'un transfert *effectif* de l'impulsion, due à la modification aléatoire de la direction de $\overrightarrow{p}$, par diffusion élastique. En outre il cède une fraction λ de son énergie à l'atome ou la molécule. L'expression de la vitesse de dérive fait donc intervenir

- la valeur du champ électrique;
- la section efficace de collisions avec les constituants du mélange gazeux, σ;
- la fraction de l'énergie de l'électron cédée au constituant δ.

σ et δ dépendent tous deux de l'énergie de l'électron, et donc de la valeur du champ électrique.

La vitesse de dérive des électrons augmente dans un premier temps lorsque le champ électrique augmente. Cette région correspond à de faibles transferts d'énergie λ. Elle atteint ensuite un palier ou même parfois décroît, lorsque l'énergie acquise grâce au champ électrique et l'énergie cédée aux constituants lors des collisions se compensent. Enfin elle croît à nouveau pour les valeurs élevées du champ électrique. Ce comportement sera illustré plus en détail dans le paragraphe 3.5.2.

La valeur E_0 du champ électrique au début du palier, ainsi que la vitesse de dérive v_0 correspondante dépendent du mélange gazeux employé. Dans la mesure où le champ électrique dans une cellule de chambre à dérive n'est pas homogène (figure 2.2), il est intéressant d'appliquer sur les fils de champ et les plans de cathode une tension suffisante pour que le champ minimal dans la chambre soit proche de E_0. Cela réduit les fluctuations de la vitesse de dérive des électrons en fonction de leur position.

2.3.2 Dérive des électrons en présence d'un champ magnétique

En présence d'un champ magnétique, les électrons subissent entre deux collisions, outre l'accélération due au champ électrique, la force de Lorentz $\overrightarrow{F} = q\overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}$. Sous l'influence de cette force, la vitesse de dérive est déviée par rapport à sa direction d'origine, parallèle au champ électrique. L'angle entre la vitesse de dérive de l'électron et le champ électrique est nommé **angle de Lorentz**, noté ψ, et vérifie

$$\tan\psi = \frac{vB}{E}\sin\chi \tag{2.8}$$

où χ est l'angle entre le champ électrique et le champ magnétique.

A champ magnétique fixé, l'angle de Lorentz croît lorsque v augmente, mais décroît lorsque E augmente. A valeur de champ donnée, le cas le plus défavorable correspond à un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique. C'est par exemple le cas lorsque $\overrightarrow{B}$ est le long des fils de lecture.

Le second effet du champ magnétique est de modifier la norme de la vitesse de dérive. Celle-ci s'écrit à présent:

$$v = \cos\psi.v_0 \tag{2.9}$$

où v_0 est la vitesse de dérive en l'absence de champ magnétique.

2.3.3 Dérive des ions.

La dérive des ions diffère de celle des électrons car leur masse est voisine de celle des constituants du mélange gazeux. En outre ils peuvent être l'objet de réactions chimiques avec ces constituants. Parmi ces réactions, l'**effet Penning**[25] joue un rôle fondamental. Il désigne le transfert de charge entre un ion A^+ crée par collision avec la particule incidente ou un électron primaire, et un atome ou une molécule B du mélange gazeux dont le potentiel d'ionisation est plus faible:

$$A^+B \longrightarrow AB^+ \tag{2.10}$$

En raison de l'effet Penning, les ions en présence dans le mélange gazeux correspondent majoritairement à l'atome ou à la molécule dont le potentiel d'ionisation est le plus faible.

En première approximation, la vitesse de dérive des ions est proportionnelle au champ électrique. Le facteur de proportionnalité est la **mobilité** de l'ion, notée μ. Sa valeur dépend du type d'ion considéré et du mélange gazeux au sein duquel l'ion dérive. Le tableau 2.1 rassemble les mobilités de quelques ions dans les gaz purs constituant les mélanges étudiés dans le paragraphe 3.5.

Gaz	Ion	μ ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)
Ar	Ar^+	1.0
	CH_4^+	1.87
	$C_2H_6^+$	2.08
	CO_2^+	1.72
CH_4	CH_4^+	2.26
C_2H_6	$C_2H_6^+$	1.24
CO_2	CO_2^+	1.09
CF_4	CH_4^+	1.07
	$C_2H_6^+$	1.04

Table 2.1: Mobilité des ions dans plusieurs gaz purs[28].

Contrairement au transport des électrons, le transport des ions est peu affecté par la présence d'un champ magnétique *modéré* (jusqu'à 0.5 T) du fait de leur faible vitesse de dérive.

2.4 Multiplication des charges.

2.4.1 Principe.

Lorsque les électrons issus de l'interaction entre la particule et le mélange parviennent au voisinage des fils de lecture, le champ électrique devient suffisamment important pour que entre deux collisions ils acquièrent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation des atomes ou molécules du mélange. Au cours d'une collision, un autre électron est alors créé, susceptible d'ioniser à son tour. Le processus d'avalanche, responsable de la multiplication des charges, débute de cette façon. Le libre parcours moyen des électrons entre deux collisions est de l'ordre du micromètre. L'énergie d'ionisation valant quelques 10 eV, le champ électrique doit être supérieur à quelques 10^4 V/cm pour que l'avalanche débute. Cette valeur correspond à une distance au fil de lecture valant ≈ 100 μm. Compte tenu de la vitesse de dérive des électrons, le temps caractéristique de l'avalanche est inférieur à la nanoseconde.

2.4.2 Facteur d'amplification et premier coefficient de Townsend.

Le facteur d'amplification, ou gain, est le rapport entre le nombre total d'électrons au terme de l'avalanche et le nombre initial d'électrons, c'est à dire le nombre d'électrons libérés lors du passage de la particule incidente. Il s'exprime simplement en fonction du parcours électronique moyen entre deux collisions **ionisantes**. Le premier coefficient de Townsend[25], α, correspond à l'inverse de ce parcours moyen. Il dépend du champ électrique et du mélange gazeux.

L'accroissement dn du nombre d'électrons n pour une distance parcourue dx s'écrit $dn = n\alpha(E)dx$. Le nombre total d'électrons au terme de l'avalanche s'obtient en intégrant cette équation différentielle. On en déduit l'expression du facteur d'amplification G:

$$G = N/N_1 = \exp \int \alpha(E)dx \tag{2.11}$$

Dans cette équation l'intégrale est effectuée sur le parcours moyen des N_1 électrons primaires dans le mélange gazeux.

Pour les valeurs *usuelles* du champ électrique dans le détecteur, le gain dans une chambre à dérive est en première approximation une fonction exponentielle de la tension appliquée aux fils de champ et aux plans de cathode. Pour une différence de potentiel valant ~ -2000 V entre les cathodes (plans et fils de champ) et les anodes (fils de lecture), il est de l'ordre de quelques 10^4. Ce résultat sera confirmé expérimentalement dans le paragraphe 3.5.3.

2.4.3 Constitution du mélange gazeux

Les mélanges gazeux permettant la détection des particules incidentes sont généralement constitués de deux gaz:

- un **gaz noble**;
- un gaz polyatomique, appelé **quencher**, généralement organique (CH_4, C_2H_6, ...)

Le gaz noble possède peu de niveaux d'excitation car il s'agit d'un gaz monoatomique (ce qui interdit les niveaux d'excitation dus à la vibration ou à la rotation de l'atome) et dont les couches électroniques sont pleines (ce qui interdit les niveaux d'excitation du cortège électronique). Ceci a pour conséquence de favoriser les collisions ionisantes entre la particule incidente et les atomes du gaz, par rapport aux collisions conduisant à une excitation. Le nombre d'électrons primaires par centimètre de gaz traversé en est augmenté d'autant.

Les sections efficaces d'ionisation et d'émission de photons lors de l'interaction entre un électron de l'avalanche et un atome ou une molécule du mélange gazeux sont du même ordre de grandeur. Pour cette raison le phénomène d'avalanche donne lieu à un grand nombre de photons dont certains sont susceptibles de ioniser à leur tour, par effet photoélectrique, un second atome, ou une seconde molécule. Une telle ionisation peut avoir lieu au bout d'une distance parcourue par le photon supérieure à la dimension de l'avalanche. Une seconde avalanche débute alors et l'amplification devient divergente. En première approximation, le nombre moyen de photons susceptibles d'être à l'origine d'une seconde avalanche, noté N_γ, est proportionnel au gain du détecteur. Un critère simple de divergence de l'amplification est donné par $N_\gamma(G) \geq 1$. Ce critère impose une limite supérieure $G_{\max}$ au gain du détecteur.

Le quencher, constitué généralement de molécules organiques possède de nombreux degrés de libertés (rotation, vibration). Ces degrés de liberté permettent l'absorption d'une fraction des photons issus de l'avalanche sans donner lieu à une ionisation. Cela réduit, à gain donné, le nombre de moyen de photons susceptibles de générer une seconde avalanche, ce qui, compte tenu du critère de divergence précédent, augmente la valeur du gain maximal.

2.5 Formation du signal électrique.

Le signal électrique généré sur les fils de lecture de la chambre à dérive provient du courant $i(t)$ induit par le déplacement des électrons et des ions issus de l'avalanche

sous l'effet du champ électrique présent dans le volume de détection. Le courant induit sur un fil de lecture par une charge q placée en $\overrightarrow{x}$ à l'instant t est donné par le **théorème de Ramo**[25]. Il s'écrit:

$$i(t) = -q\frac{\overrightarrow{v}.\overrightarrow{E}_r(\overrightarrow{x})}{V} \tag{2.12}$$

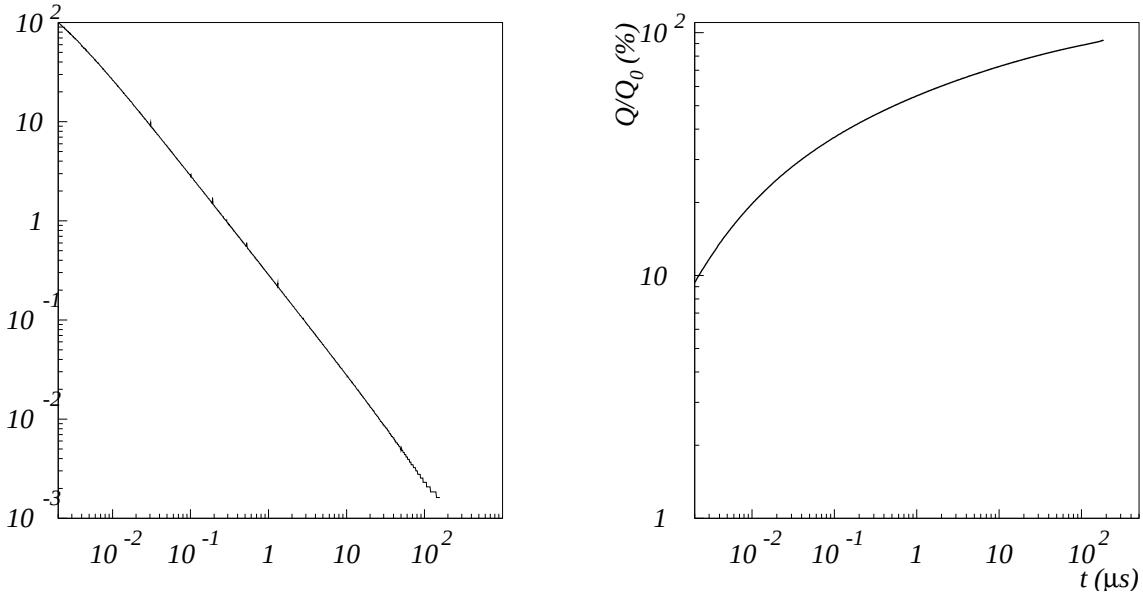
où $\overrightarrow{v}$ est la vitesse de la charge en $\overrightarrow{x}$, calculée pour la configuration électrostatique *réelle* (fils de champ et plans de cathodes au potentiel V, fils de lecture au potentiel 0). Le vecteur $\overrightarrow{E}_r$ est le pseudo-champ électrique au point $\overrightarrow{x}$. Il correspond à une configuration électrostatique différente de la configuration réelle: le fil de lecture sur lequel est mesuré le signal induit i est placé au potentiel 0 tandis que les autres éléments (fils de champ, plans de cathode **et tous les autres fils de lecture**) sont au potentiel V.

En première approximation, $\overrightarrow{E}_r$ peut être pris égal à $\overrightarrow{E}$, le champ électrique correspondant à la configuration réelle. Cela revient à négliger l'influence des autres fils de lecture. Au voisinage du fil de lecture sur lequel i est mesuré cette approximation est justifiée car les fils de champ placés de part et d'autre écrantent le reste de la chambre. Ce n'est pas le cas au voisinage d'un fil de champ, car il est placé au milieu de deux fils de lecture. Cependant nous verrons que le signal induit dans cette région est faible, aussi l'erreur commise est-elle négligeable.

Du fait du facteur $q.\overrightarrow{v}$ dans l'équation 2.12, les contributions des charges positives et des charges négatives sont du même signe: une charge positive s'éloignant du fil de lecture sous l'effet du champ électrique est équivalente à la charge négative correspondante, parcourant le chemin inverse. Pour cette raison, l'intégrale en fonction du temps du courant induit par les électrons et les ions sur le fils de lecture est égale au nombre total de charges **du même signe** ayant contribué à ce signal, c'est à dire au nombre total d'électrons N au terme de l'avalanche.

2.5.1 Courant induit par les électrons.

La quasi totalité des électrons sont produits pendant l'avalanche, au voisinage immédiat du fil de lecture. Ils dérivent sur une très courte distance (< 100 μm) et pendant un temps bref (< 1 ns) avant de parvenir à ce fil. Par contre leur vitesse de dérive est très élevée (paragraphe 3.5.2), tout comme le champ électrique. Le courant induit est donc une impulsion de grande amplitude, mais très étroite, assimilable à un pic de Dirac.



(a) Courant induit

(b) Charge collectée

Figure 2.3: Simulation du signal induit sur un fil de lecture par un ion positif dérivant depuis ce fil jusqu'au fil de champ le plus proche. i_0 correspond à la valeur maximale du courant, soit ~ -4 pA.

2.5.2 Courant induit par les ions.

Sous l'influence du champ électrique, les ions dérivent vers la cathode la plus proche (fil de champ ou plan de cathode). Emis principalement au niveau des fils de lecture lors de l'avalanche, ils parcourent la quasi totalité de la cellule de dérive. Ce parcours prend un temps considérable, de l'ordre de quelques 100 μs. Le signal induit par les ions est donc beaucoup plus long que celui des électrons. La vitesse de dérive des ions est approximativement proportionelle au champ électrique: $\overrightarrow{v} = -\mu\overrightarrow{E}$. L'équation 2.12 devient donc pour les ions:

$$i(t) \approx q\frac{\mu E^2(\overrightarrow{x})}{V} \tag{2.13}$$

Pour cette raison le courant induit par les ions sur le fil de lecture décroît comme le carré du champ électrique lorsqu'ils s'éloignent du fil de lecture. Conformément à la figure 2.2, le champ électrique chute d'un facteur 10 à 100 μm du fil de lecture, et le courant induit, de deux ordres de grandeurs. Le signal ionique devient donc négligeable bien avant que l'ion ne soit parvenu au niveau des cathodes.

La figure 3.(a) représente la variation relative du courant induit par le déplacement d'un ion initialement situé sur le fil de lecture, en fonction du temps.

La figure 3.(b) représente l'intégrale du courant de 0 à t en fonction de t, c'est à dire la charge recueillie sur le fil au bout d'un temps t. Malgré la décroissance rapide du courant, la charge intégrée croît lentement avec le temps car la durée pendant laquelle le signal est faible est extrêmement longue devant celle pendant laquelle il est important.

2.6 Principe de fonctionnement de l'électronique frontale

Le courant induit sur un fil de lecture lors de passage d'une particule au travers le détecteur correspond en moyenne à une charge totale valant

$$\overline{Q} = e\overline{N}_1 \times \overline{G} \tag{2.14}$$

où $\overline{N}_1$ est le nombre moyen d'électrons résultant de l'interaction de la particule avec le mélange gazeux et $\overline{G}$ le gain moyen dans le détecteur. Dans la pratique $\overline{Q}$ est de l'ordre de quelques 100fC. Compte tenu de cette faible valeur, le signal induit doit être *immédiatement* amplifié pour pouvoir être manipulé. Le système électronique responsable de cette amplification est nommé *électronique frontale* et possède deux étages:

- le **pré-amplificateur** responsable de la mise en forme du signal, avant amplification. Il permet de *calibrer* le signal présenté en entrée de l'amplificateur.
- l'**amplificateur** responsable de l'amplification. Le signal mis en forme par le pré-amplificateur est multiplié par un gain d'amplification K, en première approximation constant.

2.6.1 Pré-amplification

L'étage de pré-amplification a pour fonction la mise en forme du courant analogique induit sur un fil de lecture lors du passage d'une particule dans la chambre à dérive. Cette mise en forme est caractérisée par la **réponse impulsionnelle** du pré-amplificateur, notée $h(t)$. Elle correspond à la valeur du signal de sortie du pré-amplificateur au temps t, lorsqu'une charge élémentaire q est injectée en entrée sous la forme d'un Dirac, à $t = 0$. La réponse impulsionnelle $h(t)$ s'exprime en s^{-1} et son intégrale en fonction du temps vaut 1[(1)].

[(1)] Dans la pratique l'unité du signal de sortie du préamplificateur, comme de l'amplificateur, est le volt. J'ai cependant préféré décrire ce signal en terme de courant, puis de charge, pour des raisons de clarté. Le courant et la tension sont proportionnels, via la résistance de sortie du préamplificateur.

Si N charges q_i sont injectées au temps t_i ($i \in [1, N]$), la réponse du pré-amplificateur, exprimée en Ampères, vaut

$$s(t) = \sum_N q_i h(t - t_i) \tag{2.15}$$

Dans la limite où ces charges sont injectées continuement, sous la forme d'un courant $i(t) = dq/dt$, cette équation devient

$$s(t) = \int i(t')h(t - t')dt' \tag{2.16}$$

La réponse impulsionnelle du pré-amplificateur possède un temps caractéristique t_f, nommé **temps de mise en forme**. Il correspond au temps au bout duquel $h(t)$ est revenu à 0. Si t_f est petit devant le temps caractéristique du signal induit, noté t_s, la réponse impulsionnelle peut être assimilée à une fonction delta et le signal de sortie *suit* les variations de $i(t)$:

$$s(t) \approx \int i(t')\delta(t - t')dt' = i(t) \tag{2.17}$$

Le pré-amplificateur est alors nommé **pré-amplificateur de courant**.

Si par contre $t_f \gg t_s$, l'équation 2.16 devient

$$s(t) \approx \int Q\delta(t')h(t - t')dt' = h(t)Q \tag{2.18}$$

où Q est la charge totale correspondant à l'intégrale de $i(t)$. Le pré-amplificateur est nommé **pré-amplificateur de charge**.

Enfin, dans le cas où t_s et t_f sont du même ordre de grandeur, l'équation 2.16 ne possède pas d'expression approchée. Toutefois on considère que la fraction du signal injectée dans le pré-amplificateur au bout d'un temps supérieur à t_f n'est pas prise en compte par celui-ci. La fraction du signal perdue de cette façon est nommée **déficit balistique**. L'intégrale du signal en sortie du pré-amplificateur s'écrit alors:

$$\int_0^{t_f} s(t)dt = \alpha Q \tag{2.19}$$

où $1 - \alpha$ est le déficit balistique. La valeur de α dépend du temps t_f et de la forme du signal en entrée de l'amplificateur.

2.6.2 Amplification

En première approximation l'amplification du signal se traduit par la multiplication du signal de sortie du pré-amplificateur par une valeur constante $K > 1$

appelée gain de l'amplificateur. L'amplitude du signal en sortie de la partie analogique de l'électronique frontale vaut donc

$$A(t) = K \int i(t')h(t-t')dt' \tag{2.20}$$

2.6.3 Bruit électronique

J'ai choisi de définir le bruit électronique comme **la valeur du signal en sortie du pré-amplificateur en l'absence de signal injecté**. Il peut être décrit comme une grandeur aléatoire notée a, de valeur moyenne a_0 et possédant une certaine densité de probabilité $p(a)$ généralement gaussienne. Défini de cette façon, a possède la dimension d'un courant. La grandeur

$$q_n = \int_0^{t_f} a dt \tag{2.21}$$

a la dimension d'une charge. C'est la charge équivalente au bruit ou **bruit ENC** (*Equivalent Noise Charge*).

La prise en compte du bruit a dans l'équation 2.20 conduit à

$$A(t) = K \left[\int i(t')h(t-t')dt' + a \right] = K \left(i \otimes h(t) + a \right) \tag{2.22}$$

où le symbole $\otimes$ représente le produit de convolution de i et de h.

2.6.4 Discrimination du signal analogique

Le signal analogique provenant de la sortie de l'amplificateur est injecté en entrée d'un discriminateur. Celui-ci se comporte comme un comparateur: il génère une différence de potentiel calibrée de type créneau à partir du moment où l'amplitude du signal analogique $A(t)$ est supérieure à une valeur fixée A_0 nommée seuil du discriminateur. Selon le type de discriminateur, la largeur du créneau peut être fixe ou bien égale au temps pendant lequel $A(t) > A_0$ (temps au dessus du seuil).

2.6.5 Mesure du temps de franchissement du seuil

Le signal de sortie du discriminateur, permet de déclencher un **convertisseur temps digital** (TDC) dont la fonction est d'enregistrer le temps de déclenchement. Ce temps correspond au moment où le signal analogique franchit le seuil du discriminateur.

2.7 Conclusion: détermination de la position de la particule incidente.

Lors du passage d'une particule dans le détecteur, deux informations sont donc disponibles au terme de la *chaîne* constituée par le détecteur et l'électronique frontale:

1. Le numéro du fil de lecture associé au TDC déclenché. Il correspond au fil de lecture **le plus proche** du passage de la particule.
2. Le temps t de franchissement du seuil enregistré par le TDC. Il peut être décomposé de la façon suivante:

$$t = t_0 + t_d + t_l \tag{2.23}$$

où t_0 est le temps de passage de la particule dans le détecteur, t_d le temps de dérive des électrons dans la cellule de dérive et t_l le temps de montée du signal (*leading time*), c'est à dire le temps nécessaire au signal en sortie de l'amplificateur pour passer de 0 au seuil de déclenchement du discriminateur (t_l est par définition inférieur à t_f, le temps de mise en forme du pré-amplificateur)

La connaissance du numéro du fil permet d'identifier la cellule de dérive à l'intérieur de laquelle la particule incidente est passée. Cette première estimation de la position de l'impact possède une précision égale au pas du détecteur, de l'ordre de 1 cm, divisé par le facteur $\sqrt{12}$, introduit pour rendre compte du fait que la position de la particule dans la cellule est en première approximation distribuée uniformément.

Le temps enregistré par le TDC permet une mesure plus précise de cette position, en raison de la décomposition donnée par l'équation 2.23. Supposons connu le temps de passage de la particule dans la chambre, t_0. Si le front de montée du signal analogique en sortie de l'amplificateur est suffisamment rapide et le seuil du discriminateur suffisamment bas, le temps t_l (de l'ordre de 1 ns) peut être négligé devant le temps de dérive des électrons t_d ($\sim$ 10 ns). Connaissant t_0, le temps enregistré par le TDC permet alors la mesure de t_d. Qualitativement, le temps mis par les électrons pour parvenir au fil de lecture est d'autant plus long que la particule en est éloignée. Moyennant une calibration du détecteur, la connaissance de t_d permet alors d'obtenir la distance de la particule au fil touché, à l'intérieur de la cellule de dérive.

La relation entre le temps dérive des électrons dans la cellule t_d et la distance de la particule au fil de lecture est appelée **relation RT**. Elle doit être préalablement connue pour que le temps enregistré par le TDC puisse être utilisé.

Notons que la connaissance du numéro du fil et du temps de dérive des électrons ne permet pas de connaître la position de la particule de façon univoque: deux particules passant de part et d'autre du même fil de lecture à la même distance de celui-ci donnent lieu au même temps de dérive et rien ne permet de distinguer l'une de l'autre. Cette ambiguïté est nommée **ambiguïté droite/gauche**. Pour s'en affranchir il est nécessaire d'utiliser une information supplémentaire concernant la position de la particule. Cette information peut provenir soit d'une seconde chambre à dérive, soit d'un détecteur différent.

Chapitre 3

Caractérisation et optimisation du détecteur.

3.1 Introduction: nécessité de l'utilisation de prototypes.

En raison des caractéristiques requises pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS et des contraintes dues à l'environnement dans lequel elles sont placées (paragraphe 1.4) notamment en terme de flux incident, une optimisation du détecteur est nécessaire, dont les objectifs sont:

- fixer la géométrie de chaque chambre;
- choisir le mélange gazeux ainsi que l'électronique d'amplification permettant la détection des particules;
- déterminer le point de fonctionnement du détecteur permettant d'assurer l'efficacité et la résolution requise.

Deux approches sont possibles pour réaliser cette optimisation:

1. à l'aide de simulations, au moyen de logiciels tels que GARFIELD [24], permettant le calcul des propriétés d'une chambre à dérive à partir des équations régissant chaque étape décrite dans le chapitre 2;
2. à l'aide d'une étude expérimentale permettant la mesure des propriétés du détecteur dans des conditions proches de celles de l'expérience COMPASS.

Les chapitres 3 et 4 mettent l'accent sur la seconde approche car elle présente l'avantage d'être indépendante des hypothèses et approximations effectuées lors des simulations.

Pour permettre les études expérimentales présentées ci-après, plusieurs prototypes de chambres à dérive de dimensions réduites par rapport aux chambres à dérive de COMPASS ont été construits. Leur manipulation en est plus aisée et leur coût est réduit.

La construction de chaque prototype a été décidée pour répondre à des questions précises.

Le prototype DC1 (paragraphe 3.2) a été construit dans le but de mesurer l'efficacité de détection et la résolution correspondant aux différents choix ainsi que de caractériser la qualité de la reconstruction des trajectoires des particules dans les futures chambres de COMPASS. Ce prototype a été modifié au cours de l'étude pour prendre en compte les résultats expérimentaux obtenus.

Le prototype DC2 (paragraphe 4.1.1) a été construit dans le but de caractériser le flux de particules dans l'expérience COMPASS et de valider le fonctionnement du détecteur dans un tel environnement.

La première approche (simulation) a été suivie également afin de déduire le fonctionnement des futures chambres de COMPASS de celui des prototypes (chapitres 5) et quantifier le rôle des chambres à dérive dans l'ensemble du spectromètre (chapitre 6).

3.2 Description du prototype de chambre à dérive DC1.

Le prototype DC1 est constitué de quatre chambres à dérive dont les fils possèdent une inclinaison différente:

- une chambre notée Y, aux fils verticaux et mesurant la coordonnée horizontale;
- une chambre notée X, aux fils horizontaux et mesurant la coordonnée verticale;
- une chambre notée U, dont les fils sont inclinés de $+20^o$ par rapport à la verticale;
- une chambre notée V, dont les fils sont inclinés de -20^o par rapport à la verticale.

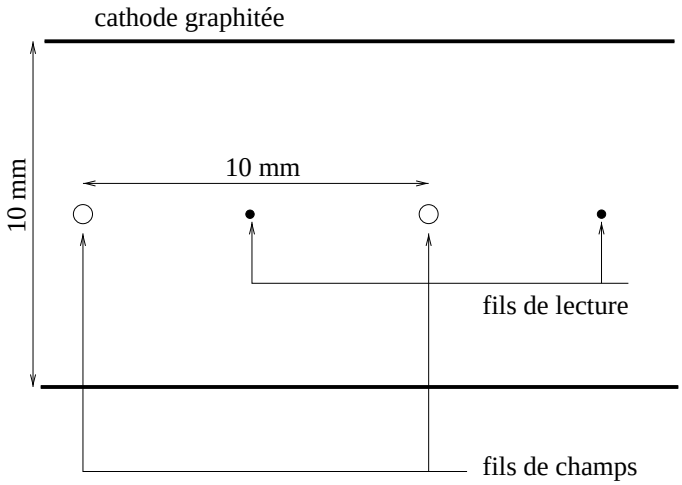


Figure 3.1: Cellules de dérive du prototype DC1

Ces quatre chambres permettent la reconstruction des coordonnées x et y du point de passage d'une particule dans le détecteur. Elles possèdent les mêmes caractéristiques géométriques (à l'inclinaison des fils près) que la chambre décrite dans le chapitre 2. Ces caractéristiques sont rappelées sur la figure 3.1. Les plans de cathode, constitués de Mylar, sont espacés de 1 cm; les fils de champ possèdent un diamètre de 100 μm et sont espacés de 1 cm; les fils de lecture possèdent un diamètre de 20 μm et sont situés entre deux fils de champ consécutifs, au centre de chaque cellule de dérive.

3.3 Caractérisation d'un détecteur de particules à l'aide d'un télescope.

La détermination expérimentale des caractéristiques d'un détecteur nécessite le contrôle précis des particules chargées le traversant c'est à dire:

- leur nature et leur énergie;

- leur *nombre* (flux incident);

- leur trajectoire.

3.3.1 Utilisation de faisceaux tests.

Afin de contrôler la nature et l'énergie des particules incidentes, les études expérimentales ont été effectuées sur des faisceaux de particules dits **faisceaux tests** au CERN. Les études réalisées sur les prototypes de chambre à dérive DC1 et DC2 se sont tenues sur les lignes de faisceau T11 et T9[(1)]

Ligne de faisceau T11[30]:
La ligne de faisceau T11 délivre des pions positifs ou négatifs de 3 GeV, dont le nombre varie entre 2×10^3 et 4×10^5 par cycle PS. La durée d'un cycle PS vaut environ 300 ms. La largeur de la distribution spatiale des pions au point focal du faisceau vaut approximativement 1.5 mm (RMS). La largeur du faisceau, sa divergence angulaire ainsi que la position du point focal le long de l'axe du faisceau peuvent être ajustées manuellement par l'utilisateur en modifiant les courants dans les différents aimants constituant la ligne de faisceau.

Ligne de faisceau T9[29]:
La ligne de faisceau T9 délivre des pions de 10 GeV dont l'intensité varie entre 10^4 et 2×10^5 particules par cycle PS. Les pions sont accompagnés d'autres hadrons en faible quantité, tels que des kaons. Pour atteindre les valeurs de flux incident les plus élevées il faut sélectionner des pions positifs. Il apparaît alors une contribution croissante de protons dans la constitution du faisceau. La largeur de la distribution spatiale des particules vaut environ 1.9 mm RMS au point focal.

Utilisation de sources radioactives:
Des études ont également été réalisées en laboratoire à l'aide d'une source de strontium (^{90}Sr) délivrant des électrons β dont l'énergie peut atteindre 2 MeV ou d'une source de fer (^{55}Fe) délivrant des photons d'énergie 5.9 KeV. Les études réalisées avec la source de strontium ne seront pas décrites dans ce travail dans la mesure où elles avaient pour objectif la préparation des études effectuées sur faisceau.

[(1)] Ils s'agit de faisceaux secondaires (paragraphe 1.3.2) obtenus à partir des protons du PS. Le sigle désigne en réalité la cible placée en travers des protons pour générer les particules secondaires.

3.3.2 Détermination de la trajectoire de la particule incidente.

La détermination de la trajectoire des particules incidentes nécessite l'utilisation d'un jeu de détecteurs dits externes et constituant **le télescope** ainsi que d'un **système de déclenchement** (ou *trigger*) .

Trigger.

Le trigger permet de sélectionner, parmi les particules incidentes, celles dont la trajectoire traverse une région spatiale et angulaire déterminée. Les informations enregistrées par les détecteurs (ceux du télescope ainsi que le détecteur à caractériser) ne sont conservées que si elles appartiennent à une fenêtre temporelle donnée correspondant au passage d'une particule remplissant les conditions imposées par le trigger. En outre le trigger permet la mesure précise (quelques 100 ps) du temps de passage de la particule dans les détecteurs. Ce temps est indispensable au calcul de la position de la particule dans les chambres à dérive (paragraphe 2.7).

Télescope.

Le télescope est composé d'un ensemble de détecteurs dont les caractéristiques (efficacité de détection, résolution) ont été mesurées au préalable. Ils sont placés sur le trajet des particules déclenchant le trigger. Ils fournissent la position de ces particules en plusieurs points de leur trajectoire. Ces positions permettent de reconstruire les paramètres de la trajectoire. Elle peut alors être extrapolée à la chambre à dérive, ce qui conduit, pour chaque événement, à la connaissance de la position *attendue* de la particule dans la chambre. La résolution du télescope, c'est à dire la précision avec laquelle est calculée la position attendue au niveau de la chambre à dérive dépend de la résolution et de la position des détecteurs constituant le télescope. La comparaison entre la position attendue et la position donnée par la chambre à dérive permet de caractériser la chambre.

- l'**efficacité de détection** est définie expérimentalement par le rapport entre le nombre de particules détectées par la chambre à dérive parmi celles détectées par le télescope: $e = N_{DC}/N_{tel}$. Dans N_{DC} ne sont comptées que les particules détectées *à proximité* de leur position attendue, donnée par le télescope (paragraphe 3.5.4).

- La **résolution spatiale** de la chambre à dérive est la largeur de la distribution des différences entre la position déterminée à l'aide du télescope et

celle déterminée à l'aide de la chambre à dérive, lorsque cette dernière est efficace. Cette différence doit être corrigée par la résolution du télescope (paragraphe 3.5.6).

Description du dispositif expérimental utilisé sur le faisceaux T11

La figure 3.2 représente le dispositif expérimental utilisé lors de l'étude menée sur le faisceau test T11 au CERN, en octobre 1998.

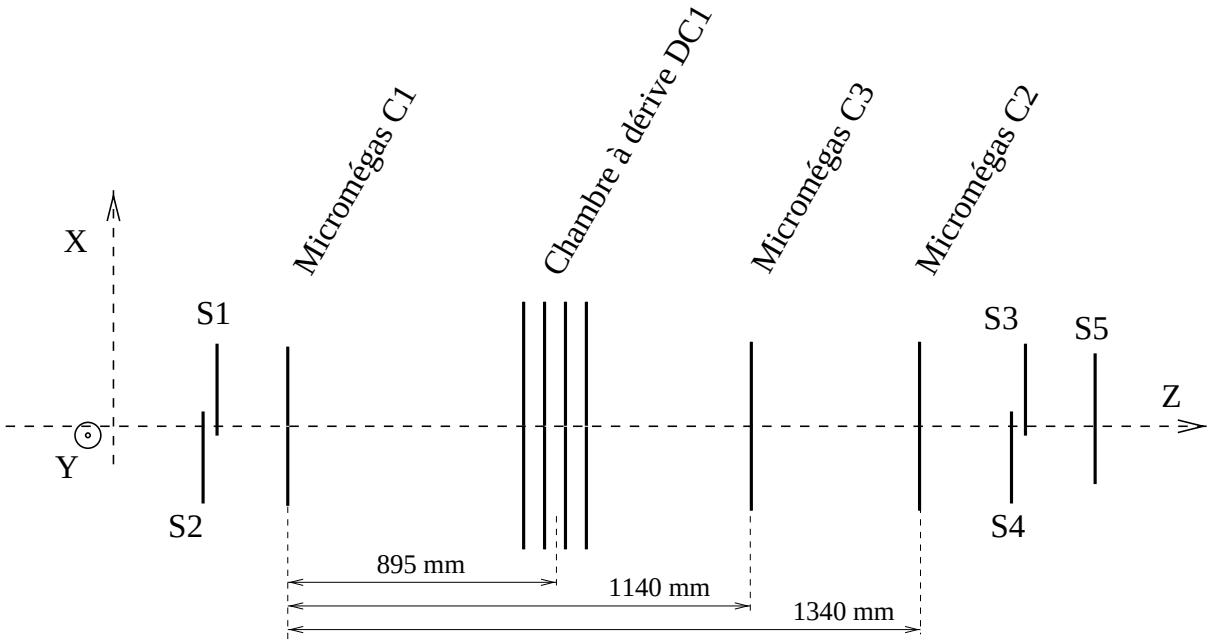


Figure 3.2: Dispositif expérimental utilisé sur le faisceau test T11 au CERN.

Trois détecteurs Micromégas de petite taille, notés C1, C2 et C3 sont placés de part et d'autre du prototype de chambre à dérive DC1 et constituent le télescope. Ils possèdent une surface active de 20×20 cm^2. Ils sont équipées d'amplificateurs LeCroy MQS104[31] sur une surface de 2×20 cm^2 au pas de 317 μm, ce qui représente 64 voies. Les pistes des détecteurs Micromégas sont orientées horizontalement et mesurent uniquement la coordonnée y, verticale, de la position de la particule. Les trajectoires des particules incidentes ne sont donc reconstruites que dans le plan vertical, et seule la vue du prototype DC1 dont les fils sont parallèles aux pistes des détecteurs Micromégas peut être étudié à l'aide d'un tel télescope.

La résolution des détecteurs Micromégas est inférieure à 100 μm[34]. Compte tenu des distances entre les détecteurs, la position de la particule au niveau de la

chambre à dérive est calculée à l'aide du télescope avec une résolution inférieure à 58 μm.

Les symboles $S1$ à $S4$ représentent les scintillateurs utilisés pour le trigger. Le trigger est déclenché lorsque les quatre scintillateurs sont traversés simultanément par la même particule. Ils émettent alors un signal en coïncidence temporelle (au temps de vol de la particule près). La zone de recouvrement de ces scintillateurs représente une surface de 2×1 cm^2 environ. Compte tenu de la distance entre les scintillateurs 1 et 2 d'une part, 3 et 4 d'autre part (soit ~ 2 m), l'ouverture angulaire des particules déclenchant le trigger vaut environ 10 mrad.

Un cinquième scintillateur $S5$, situé en aval de S3 et S4 mesure le le flux incident de particules. Sa surface est suffisante pour couvrir la totalité du faisceau.

Description du dispositif expérimental utilisé sur le faisceaux T9

La figure 3.3 représente le dispositif expérimental utilisé lors de l'étude menée sur le faisceau test T9 au CERN, en juillet 1999.

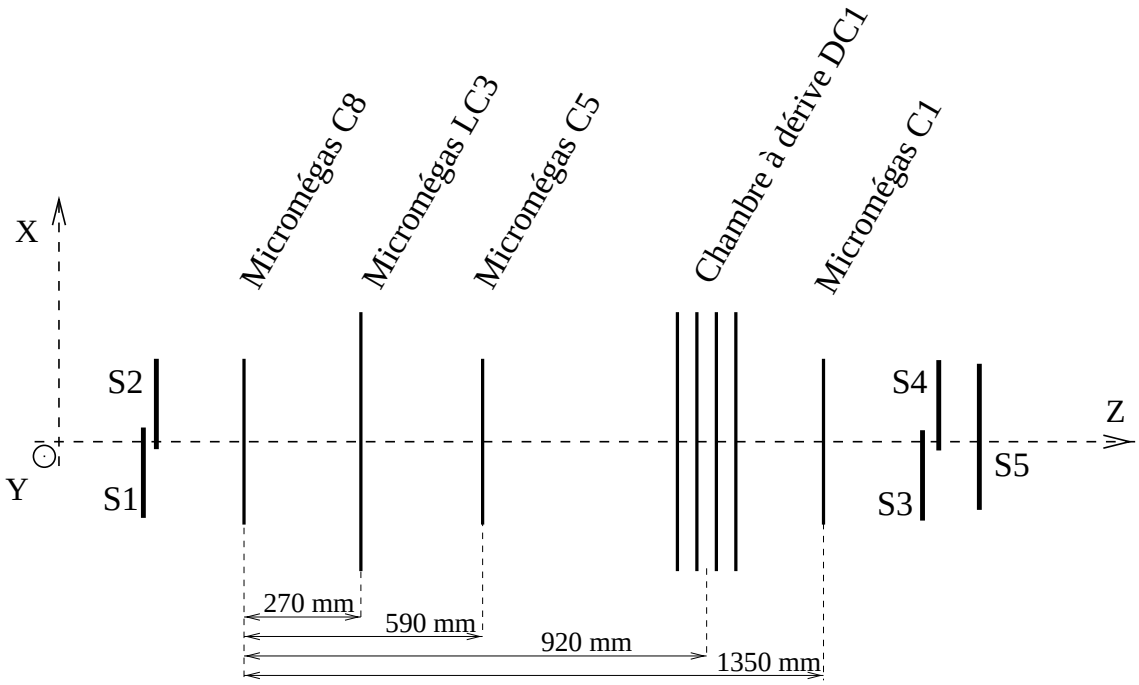


Figure 3.3: Dispositif expérimental utilisé sur le faisceau test T9 au CERN.

Quatre détecteurs Micromégas constituent le télescope: le détecteur LC3 de surface active 40×40 cm^2, équipé d'amplificateurs-discriminateurs SFE16[32]; les

détecteurs C8, C5 et C1 de surface active 20×20 cm^2, équipés de MQS104. A nouveau les pistes des détecteurs Micromégas sont orientées horizontalement et seule la vue horizontale du prototype DC1 peut être caractérisée. La résolution spatiale du télescope, mesurée au niveau du prototype DC1 est estimée inférieure à 62 μm.

Les caractéristiques du trigger sont identiques à celles de T11. Il est constitué des quatre scintillateurs $S1$, $S2$, $S3$ et $S4$, placés en coïncidence. Il définit une surface de 2×1 cm^2 et une ouverture angulaire de 10 mrad. Le scintillateur $S5$ permet de mesurer le flux incident total sur les détecteurs.

3.4 Présentation des objectifs.

Rappelons les caractéristiques recherchées pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS:

1. l'efficacité de détection doit être proche de 100 %;

2. la résolution spatiale doit valoir ~ 150 μm par chambre;

3. le détecteur doit fonctionner pour un flux de particules chargées important (jusqu'à plusieurs 100 kHz par cellule de dérive). Cela impose notamment de minimiser l'occupation temporelle du signal associé au passage d'une particule dans le détecteur; cette occupation étant définie comme l'intervalle de temps pendant lequel les particules traversant le détecteur au voisinage du même fil que la première ne sont pas détectées (temps mort).

4. Les propriétés du détecteur ne doivent pas être affectées par le champ magnétique de fuite de l'aimant de la cible et de l'aimant SM1.

Deux études dans une large mesure indépendantes ont été réalisées pour atteindre ces caractéristiques:

- l'optimisation du mélange gazeux (paragraphe 3.5);

- l'optimisation de l'électronique frontale (paragraphe 3.6).

3.5 Mélange gazeux.

3.5.1 Motivations du choix des gaz étudiés.

Le gaz noble employé pour tous les mélanges gazeux étudiés dans ce paragraphe est l'**argon**. Il présente l'avantage d'avoir un faible coût en comparaison des autres gaz nobles et permet la libération d'un grand nombre d'électrons primaires par centimètre (~ 100) lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation. Afin de stabiliser l'avalanche, un quencher doit être ajouté au gaz noble (paragraphe 2.4). Plusieurs quenchers ont été employés: l'**éthane**, largement utilisé dans les chambres à dérive; le **méthane**, plus léger; et le **dioxyde de carbone**, présentant l'avantage d'être non inflammable. Enfin du **tétrafluorocarbone** a été ajouté à certains mélanges car, comme il sera montré, ce gaz à la propriété d'augmenter la vitesse de dérive des électrons.

1	Ar/C_2H_6	50/50
2	$Ar/C_2H_6/CF_4$	48/47/5
3	$Ar/C_2H_6/CF_4$	45/45/10
4	$Ar/C_2H_6/CF_4$	80/10/10
5	Ar/CH_4	75/25
6	$Ar/CH_4/CF_4$	70/20/10
7	$Ar/CO_2/CF_4$	75/5/20

Table 3.1: Liste des mélanges gazeux étudiés au cours de l'optimisation du mélange pour les chambres à dérive.

Au total, sept mélanges gazeux ont été étudiés. Ils sont rassemblés dans le tableau 3.1. Le premier mélange, Ar/C_2H_6 50/50, est fréquemment utilisé dans les chambres à dérive. C'est par exemple le mélange gazeux employé dans les chambres à dérive de l'expérience NA48[36], au CERN. Une proportion de 5% et 10% de CF_4 a été ajoutée à ce mélange (mélanges 2 et 3), afin d'étudier l'effet de ce gaz. La proportion d'éthane a ensuite été diminuée pour caractériser l'influence de ce quencher, ce qui conduit au mélange 4. Le mélange Ar/CH_4 75/25 (mélange 5) comporte du méthane comme quencher. La proportion de méthane est choisie de façon à ce que l'énergie moyenne de création de paire électron-ion soit égale à celle du mélange 1 (tableau 3.4). A nouveau, 10% de CF_4 ont été ajouté à ce mélange afin d'en caractériser l'effet (mélange 6). Enfin le dernier mélange étudié utilise le CO_2 comme quencher et est non inflammable. C'est le mélange gazeux prévu pour les pailles à dérive et pour les chambres proportionnelles de l'expérience COMPASS (paragraphe 1.3.5).

Le paragraphe 3.5.2 présente quelques propriétés de ces mélanges gazeux, simulées

à l'aide du logiciel MAGBOLTZ[24]. Ces propriétés n'ont pas été mesurées expérimentalement. Cependant elles permettent de mieux comprendre l'influence de chaque constituant au sein des mélanges.

Les paragraphes suivants (3.5.3 à 3.5.6) présentent l'ensemble des mesures expérimentales effectuées à l'aide du prototype DC1 qui ont conduit au choix du mélange gazeux optimal utilisé pour les chambres à dérive de COMPASS

3.5.2 Propriétés *simulées* des mélanges gazeux étudiés.

Les grandeurs caractéristiques du transport et de la multiplication des électrons dépendent linéairement de la pression du mélange gazeux. Toutes les valeurs présentées dans ce paragraphe ont été calculées pour une pression égale à la pression atmosphérique et une température valant 300K (conditions normales de température et de pression).

Vitesse de dérive des électrons.

La partie gauche de la figure 3.4 représente la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique, dans les mélanges gazeux étudiés. Elle caractérise le transport des électrons indépendamment de la géométrie des chambre à dérive.

Pour tous les mélanges gazeux, la vitesse de dérive commence par croître avec le champ électrique, puis elle atteint un palier ou éventuellement décroît. Enfin elle croît à nouveau pour les grandes valeurs de champ électrique ($E > 10^4$ V/cm). Ce comportement avait été annoncé dans le paragraphe 2.3.

La largeur du palier est la plus importante pour les mélanges à base de Ar/C_2H_6 50/50. Elle est peu affectée par l'ajout de CF_4 et correspond à un champ électrique compris entre 200 et 3000 V/cm. Si l'on réduit la proportion de quencher, le plateau se rétrécit et se déplace vers les petites valeurs de champ électrique ($E \in [200, 1000$ V/cm]).

La vitesse de dérive des électrons présente un palier plus étroit pour les mélanges comportant du méthane et plus encore pour le mélange possédant du dioxyde de carbone.

Pour les mélanges à base d'éthane ou de méthane, l'ajout de tétrafluorocarbone permet d'augmenter la vitesse de dérive des électrons au niveau du plateau. Cette augmentation peut être considérable: elle vaut $\sim$ 70 μm/ns pour le mélange Ar/CH_4 75/25, contre $\sim$ 130 μm/ns pour le mélange $Ar/CH_4/CF_4$ 70/20/10.

Enfin il est remarquable que pour un champ électrique supérieur à 10^4 V/cm,

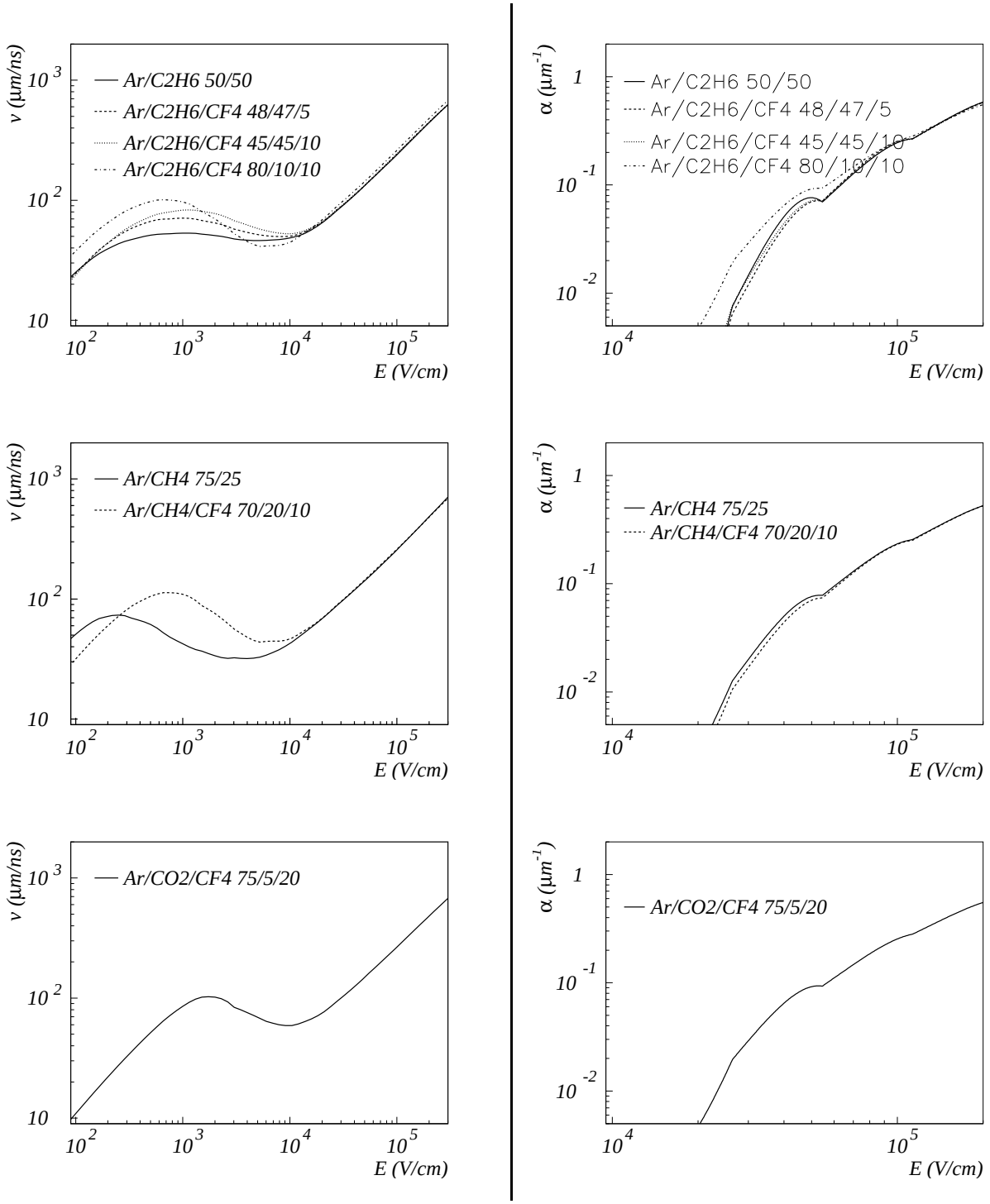


Figure 3.4: Vitesse de dérive des électrons (gauche) et premier coefficient de Townsend (droite) pour les mélanges gazeux étudiés.

la vitesse dérive varie de façon identique pour tous les mélanges gazeux. Cela correspond à un régime où la perte d'énergie due aux collisions avec le gaz est négligeable devant l'énergie transférée aux électrons par le champ électrique.

Premier coefficient de Townsend

La partie droite de la figure 3.4 représente le premier coefficient de Townsend, noté α, en fonction du champ électrique pour tous les mélanges gazeux étudiés. Il correspond à l'inverse du parcours moyen *effectif* d'un électron dans le gaz entre deux collisions ionisantes (paragraphe 2.4). Il caractérise les propriétés d'amplification du mélange gazeux, indépendamment de la géométrie de la cellule de dérive.

Le premier coefficient de Townsend croît avec le champs électrique E. Ce résultat est naturel, dans la mesure où l'énergie moyenne des électrons augmente proportionnellement à E[25], ce qui accroît leur probabilité de ioniser un atome ou une molécule du mélange gazeux lors d'une collision. Les *sauts* successifs du coefficient de Townsend lorsque E croît reflètent la possibilité d'arracher à l'atome ou à la molécule des électrons de plus en plus liés au noyau. Ils correspondent aux mêmes valeurs de champ électrique pour tous les mélanges gazeux car ils sont caractéristiques de l'argon.

A champ électrique donné, le coefficient de Townsend est d'autant plus faible que la proportion de CF_4 est élevée. Par contre il augmente très nettement lorsque la proportion de gaz quencher diminue (mélange $Ar/C_2H_6/CF_4$ 80/10/10).

Angle de Lorentz

Sur COMPASS, le premier aimant dipolaire SM1 ainsi que l'aimant solénoïdal de la cible polarisée créent au niveau des chambres à dérive un champ magnétique de fuite B de valeur maximale 0.3 T. Le champ électrique moyen dans les chambres est supérieur à 10^3 V/cm. Enfin, conformément à la figure 3.4, la vitesse de dérive au niveau du palier varie entre 50 μm/ns pour le mélange Ar/C_2H_6 50/50 et 130 μm/ns pour le mélange $Ar/CH_4/CF_4$ 70/20/10. Ces valeurs permettent de déterminer l'angle de Lorentz maximal dans les chambres à dérive de COMPASS pour l'ensemble des mélanges gazeux (paragraphe 2.3, équation 2.8). Elles sont rapportées dans le tableau 3.2.

1	Ar/C_2H_6	50/50	9.1^o
2	$Ar/C_2H_6/CF_4$	48/47/5	12.4^o
3	$Ar/C_2H_6/CF_4$	45/45/10	13.5^o
4	$Ar/C_2H_6/CF_4$	80/10/10	16.2^o
5	Ar/CH_4	75/25	8.0^o
6	$Ar/CH_4/CF_4$	70/20/10	17.7^o
7	$Ar/CO_2/CF_4$	75/5/20	13.5^o

Table 3.2: Angle de Lorentz maximal pour les mélanges gazeux étudiés.

3.5.3 Mesure du facteur d'amplification.

Principe de la mesure.

Pour chaque particule traversant une chambre à dérive, le facteur d'amplification (ou gain) est le quotient entre le nombre total d'électrons parvenant au niveau du fil de lecture au terme de l'avalanche et le nombre d'électrons libérés dans le gaz par le passage de la particule (abusivement désigné par nombre d'électrons primaires). Les charges (électrons et ions) induisent au voisinage des fils de lecture un courant mis en forme puis amplifié par la partie analogique de l'électronique frontale. Il en résulte un signal d'amplitude A donné par

$$A = f(GN_{ep}) \tag{3.1}$$

où G est le facteur d'amplification; N_{ep} le nombre d'électrons libérés par la particule et f la fonction de réponse de l'amplificateur (paragraphe 2.6). Inversée, cette équation conduit à

$$G = \frac{f^{-1}(A)}{N_{ep}} \tag{3.2}$$

La mesure de G nécessite donc la connaissance de

- N_{ep}, fonction du mélange gazeux d'une part, de l'énergie et de la nature de la particule incidente d'autre part;
- $f(N)$ la réponse de l'amplificateur à une quantité N de charges élémentaires.

Nombre d'électrons primaires:
Afin de contrôler précisément la valeur de N_{ep}, une source de fer radioactif ^{55}Fe est employée. Elle délivre des photons γ d'énergie $E_\gamma = 5.9$ keV. Ces photons sont convertis dans le mélange gazeux en électrons dont le nombre est donné par

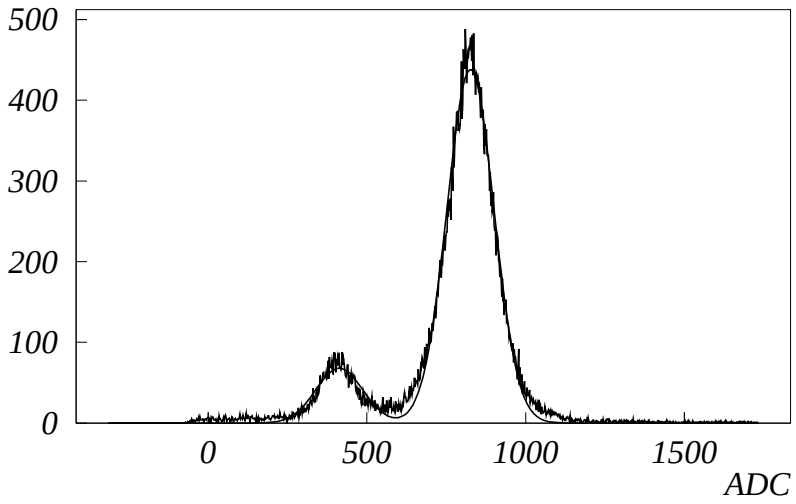


Figure 3.5: Distribution des amplitudes des signaux de ^{55}Fe en sortie de l'amplificateur Ortec, dans le mélange gazeux Ar/C_2H_6 50/50, pour une tension valant -1750 V.

$N_{ep} = E_\gamma / W_i$, où W_i est l'énergie moyenne de production d'une paire électron-ion à partir d'un atome ou d'une molécule du mélange gazeux.

La conversion du photon en électrons primaires est locale (quelques 100 μm). Dans un premier temps, le photon est absorbé par un atome ou une molécule du gaz par effet photoélectrique. Cette absorption s'accompagne de l'émission d'un électron possédant une énergie de quelques keV. L'électron dissipe rapidement cette énergie par thermalisation, ce qui donne lieu à la création d'électrons secondaires. Simultanément, l'ion positif résultant de la photo-ionisation est sujet à un ré-agencement de son cortège électronique. Dans l'argon, ce ré-agencement donne lieu:

- dans 85 % des cas à l'émission d'un électron Auger[25], thermalisé à son tour. Ainsi la totalité de l'énergie du photon initial est convertie en électrons.
- dans 15 % des cas à l'émission d'un photon de 2.9 keV. Ce photon possède une énergie trop faible pour ioniser un autre atome du mélange gazeux et quitte le volume de détection. Cette énergie est donc perdue et seuls $5.9 - 2.9 = 3$ keV sont convertis en électrons.

Le nombre d'électrons libérés dans l'argon possède donc deux pics: un **pic principal** correspondant à $N_{ep} = 5.9$ keV$/W_i$(Ar) et un **pic d'échappement** correspondant à $N_{ep} = 3$ keV$/W_i$(Ar) (figure 3.5). Dans les deux cas la distribution

gaz	w_i (eV)	N_{ep} (^{55}Fe) (1)	N_{ep}/cm (2)
Ar	26	227	94
CH_4	28	211	53
C_2H_6	27	219	111
CO_2	33	179	91
CF_4	54	109	100

Table 3.3: Energie moyenne d'ionisation (W_i) et nombre de paires électron-ion pour quelques gaz purs 1) lors du passage d'un photon du ^{55}Fe (5.9 keV), 2) lors du passage d'une **particule au minimum d'ionisation**, par centimètre de gaz[28].

des N_{ep} est plus étroite que pour une particule au minimum d'ionisation, car les seules fluctuations possibles ont lieu au cours de la thermalisation des électrons (paragraphe 2.2.3).

Le tableau 3.3 donne l'énergie moyenne de production de paires électron-ion pour tous les gaz purs utilisés dans les mélanges gazeux étudiés dans ce paragraphe. Le nombre d'électrons correspondant à une conversion complète du photon du ^{55}Fe est aussi indiqué.

En première approximation, l'énergie de production d'un mélange gazeux vaut la moyenne des énergies des gaz purs, pondérées par leur proportion (volumique) dans le mélange. Cette hypothèse revient à considérer le mélange gazeux comme parfait, c'est à dire sans interaction entre ses constituants. Les énergies de production d'une paire électron-ion correspondant aux mélanges gazeux étudiés dans ce paragraphe sont données dans le tableau 3.4.

Réponse de l'amplificateur:
La mesure du gain nécessite la connaissance du nombre total de charges créées dans le détecteur lors de la conversion d'un photon du ^{55}Fe. Un amplificateur de charge est donc utilisé, dont le temps de mise en forme t_{amp} doit être grand devant le temps caractéristique du signal dans la chambre à dérive. Pratiquement, un amplificateur ORTEC 142-b[33] a été employé. Son temps de mise en forme vaut t_{amp} =qqs μs. Compte tenu des variations du signal induit par les ions en fonction du temps simulées dans le chapitre 2 (figure 3.(b)), ce temps ne correspond pas à 100 % de la charge induite. Les valeurs du gain présentées ci-après sont donc sous-estimées, toutefois cela n'affecte pas la comparaison entre les mélanges gazeux.

Pour connaître la réponse de l'amplificateur à une quantité N de charges élémentaires,

	mélange gazeux		w_i (eV)	N_{ep} (^{55}Fe) (1)	N_{ep}/cm (2)
1	Ar/C_2H_6	50/50	27	223	103
2	$Ar/C_2H_6/CF_4$	48/47/5	28	217	102
3	$Ar/C_2H_6/CF_4$	45/45/10	29	212	102
4	$Ar/C_2H_6/CF_4$	80/10/10	29	214	96
5	Ar/CH_4	75/25	27	223	84
6	$Ar/CH_4/CF_4$	70/20/10	29	212	86
7	$Ar/CO_2/CF_4$	75/5/20	32	201	95

Table 3.4: Energie moyenne d'ionisation (W_i) et nombre de paires électron-ion pour les mélanges gazeux étudiés, 1) lors du passage d'un photons du ^{55}Fe (5.9 keV), 2) lors du passage d'une *particule au minimum d'ionisation*, par centimètre de gaz.

une calibration est nécessaire: un créneau de tension d'amplitude V est injecté en entrée de l'amplificateur au travers une capacité C choisie égale à la capacité caractéristique du détecteur ($\sim$ 2 pF). Le courant en entrée de l'amplificateur est alors une impulsion calibrée dont l'intégrale vaut $Q = C.V$, soit $N = C.V/e$. La mesure de l'amplitude A correspondante conduit à la connaissance de $f(N)$, la fonction de réponse de l'amplificateur (équation 3.2).

Résultats expérimentaux

La figure 3.6 représente les variations du gain en fonction de la haute tension appliquée sur les cathodes du prototype DC1, pour tous les mélanges gazeux étudiés.

1. la variation du gain en fonction de la tension appliquée est exponentielle pour tous les mélanges gazeux sur plusieurs ordres de grandeur. Ce résultat avait été annoncé dans le paragraphe 2.4. Pour les mélanges à base de Ar/C_2H_6 on observe un phénomène de *saturation* pour les gains supérieurs à 4.10^4.

2. l'ajout de CF_4 aux mélanges Ar/C_2H_6 50/50 et Ar/CH_4 75/25 a pour effet de diminuer le gain pour une tension donnée. Cet effet est plus marqué pour le mélange contenant du CH_4.

3. la réduction de la proportion de quencher entre les mélanges $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10 et $Ar/C_2H_6/CF_4$ 80/10/10 a pour effet d'augmenter le gain, toujours à tension donnée.

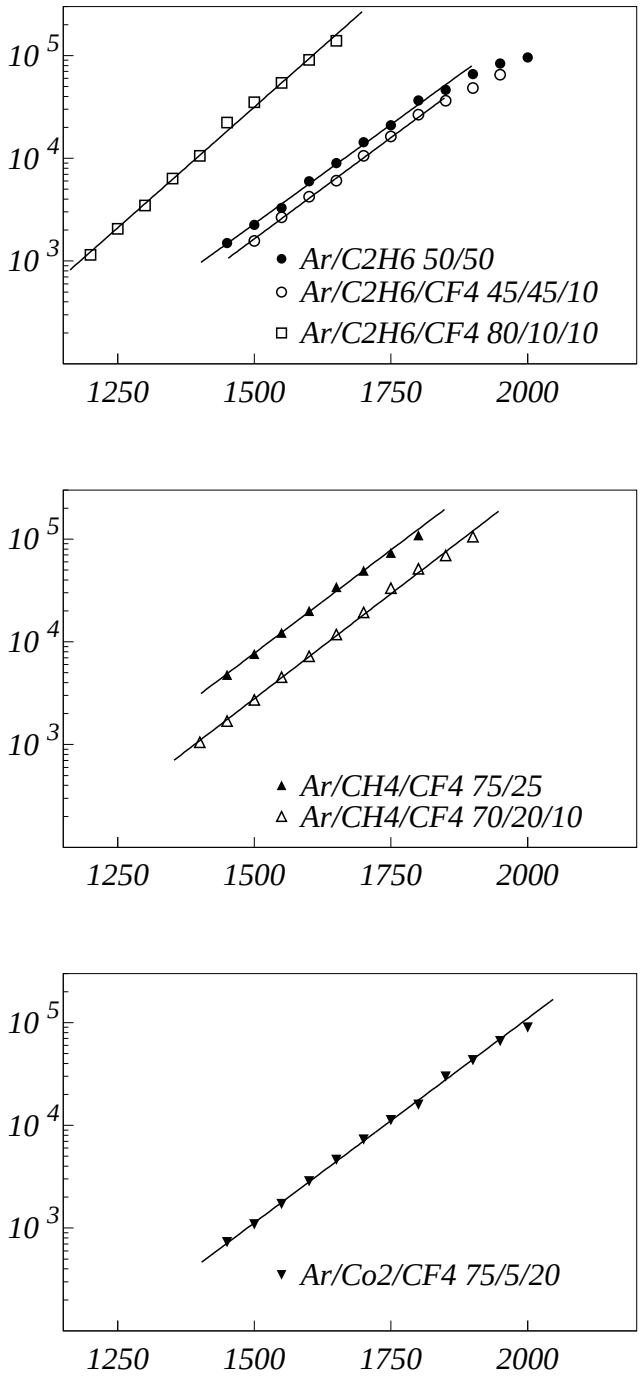


Figure 3.6: Facteur d'amplification G en fonction de la haute tension pour six mélanges gazeux.

4. enfin, le mélange à base de CO_2 présente un gain dans son ensemble nettement plus faible que les autres mélanges, à tension donnée.

Notons que les commentaires 2 et 3 sont conformes aux considérations qualitatives du paragraphe 3.5.2 (valeurs simulées du premier coefficient de Townsend).

Nous verrons dans le prochain paragraphe que l'efficacité de détection du prototype vaut environ 100 % pour un gain supérieur à $\sim 5.10^3$. Tous les mélanges étudiés ici permettent d'atteindre ce gain. Cela ne constitue donc pas une limitation quant au choix du mélange optimal.

3.5.4 Efficacité de détection.

Définition.

L'efficacité de détection est définie comme le rapport entre le nombre de particules détectées par la chambre à dérive et le nombre de particules la traversant. Pour qu'une particule soit détectée il faut que le signal qu'elle induit sur les fils de lecture en sortie de l'amplificateur franchisse le seuil des discriminateurs utilisés pour déclencher les convertisseur temps-digital (TDC), soit:

$$\int_0^{t_f} A(t)dt > S \tag{3.3}$$

où $A(t)$ est l'amplitude du signal en sortie; t_f le temps de mise en forme de l'amplificateur (paragraphe 2.6) et S le seuil du discriminateur, exprimé en coulombs.

L'efficacité dépend donc

1. du nombre N_{ep} d'électrons primaires déposés dans le mélange gazeux;
2. du facteur d'amplification G;
3. du seuil des discriminateurs[(2)] $S = K.s$.

L'amplitude $A(t)$ s'écrit

$$A(t) = K\,(i \otimes h(t) + a) \tag{3.4}$$

où K est le gain de l'amplificateur; i le courant induit sur le fil de lecture lors du passage de la particule; h la réponse impulsionnelle du pré-amplificateur, responsable de la mise en forme du signal et a, l'amplitude du bruit (paragraphe 2.6).

[(2)] La constante K introduite dans l'expression du seuil est le gain de l'amplificateur. De cette façon, s correspond au nombre d'électrons équivalent au seuil, **dans le détecteur**.

L'introduction du gain G_i pour chacun des N_{ep} électrons primaires dans l'équation 3.4 conduit à:

$$A(t) = K\left(\sum_{Nep} G_i \tilde{i} \otimes h(t) + a\right) \tag{3.5}$$

où $\tilde{i}(t)$ est le courant induit sur le fil de lecture par un électron unique (plus précisément une paire électron-ion).

L'intégrale du signal au bout du temps t_f vaut

$$\int_0^{t_f} A(t)dt = K\left(\alpha G N_{ep} + q_n\right) \tag{3.6}$$

où α correspond à la fraction des charges dans le détecteur *prise en compte* par l'amplificateur au bout du temps t_f ($1-\alpha$ est le déficit balistique) et q_n la charge équivalent au bruit, ou bruit ENC ($q_n = \int_0^{t_f} a(t)dt$).

Si tous les coefficients intervenant dans l'équation 3.6 sont supposés fixes, l'efficacité de détection s'écrit alors, compte tenu de la condition 3.3:

$$e(G) = \theta(K\left(\alpha G N_{ep} + q_n\right) - S) = \theta(G - \frac{s - q_n}{\alpha N_{ep}}) \tag{3.7}$$

où $\theta(x)$ est la fonction de Heavyside. On constate que l'effet du bruit ENC, q_n, sur l'efficacité de détection correspond à une correction au seuil s.

En réalité, N_{ep}, G et q_n fluctuent autour de leur valeur moyenne. La convolution de ces fluctuations a pour conséquence de *lisser* les variations de l'efficacité en fonction du facteur d'amplification moyen $\overline{G}$. La contribution dominante provient des fluctuations du nombre de primaires, dans la mesure où elles sont multipliées par $\overline{G}$.

Le nombre moyen d'électrons primaires déposés par une particule au minimum d'ionisation est donné dans le tableau 3.4 pour l'ensemble des mélanges gazeux étudiés dans ce paragraphe. Il est calculé en effectuant la moyenne des nombres moyens correspondant aux gaz purs (tableau 3.3) pondérée par leur proportion volumique dans le mélange.

Principe de la mesure.

La mesure de l'efficacité de détection est effectuée à l'aide des détecteurs Micromégas constituant le télescope. Le système de déclenchement (trigger) ainsi que ces détecteurs permettent de sélectionner un échantillon de particules dont la trajectoire possède un angle d'incidence faible (≤ 10 mrad) et traverse systématiquement la chambre à dérive. La position attendue de l'impact de ces particules dans le détecteur est calculée à l'aide du télescope.

Pour calculer l'efficacité, seules sont considérées les particules détectées par la chambre à proximité de la position prévue. En pratique, une particule est considérée comme détectée si

$$\delta r = |r_{tel} - r_{DC}| < 1 \text{ mm} \tag{3.8}$$

où r_{tel} correspond à la position attendue et r_{DC} celle calculée à partir des données enregistrées par la chambre à dérive. Cette coupure permet de s'affranchir de la majeure partie des déclenchements du détecteur dus au bruit électronique ou à des particules fortuites, c'est à dire décorrélées avec le trigger. Ces déclenchements fortuits doivent en effet être supprimés car ils conduisent à une surestimation de l'efficacité.

Présentation des résultats et discussion.

Efficacité de détection en fonction de la haute tension:
La figure 3.7 représente les variations de l'efficacité de détection en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes de la chambre à dérive (fils de champ et plans de cathode) pour tous les mélanges gazeux. Le seuil s employé pour effectuer cette mesure vaut 4 fC, soit 25000 électrons. Il garantit un taux de déclenchements dus au bruit électronique voisin de 0 (paragraphe 3.6.4). A tension donnée, on constate des variations notables de l'efficacité obtenue pour les différents gaz. Elles vont dans le même sens que les variations constatées pour le facteur d'amplification (paragraphe 3.5.3).

Il est possible pour tous les mélanges gazeux d'atteindre une efficacité de détection de 100 % pour une tension $-V < 1700$ V. En cela, l'efficacité de détection n'est pas un *bon* critère de sélection du mélange gazeux. Cependant il toujours est souhaitable, indépendamment du gain, de travailler à une tension la plus faible possible, pour des raisons de sécurité.

Efficacité de détection en fonction du produit $G \times N_{ep}/s$:
L'efficacité de détection $e(G)$ (équation 3.7) peut être exprimée en fonction du rapport $k = G \times N_{ep}/s$:

$$e(k) = \theta(k - \frac{s - q_n}{\alpha s}) \simeq \theta(k - \frac{1}{\alpha}) \tag{3.9}$$

où G est le gain; s est le seuil; q_n le bruit ENC; N_{ep} le nombre d'électrons primaires; α la fraction du signal induit *vue* par l'amplificateur et θ la fonction de Heavyside. Le bruit est négligé dans la seconde égalité. Cette équation permet de déterminer la valeur de α.

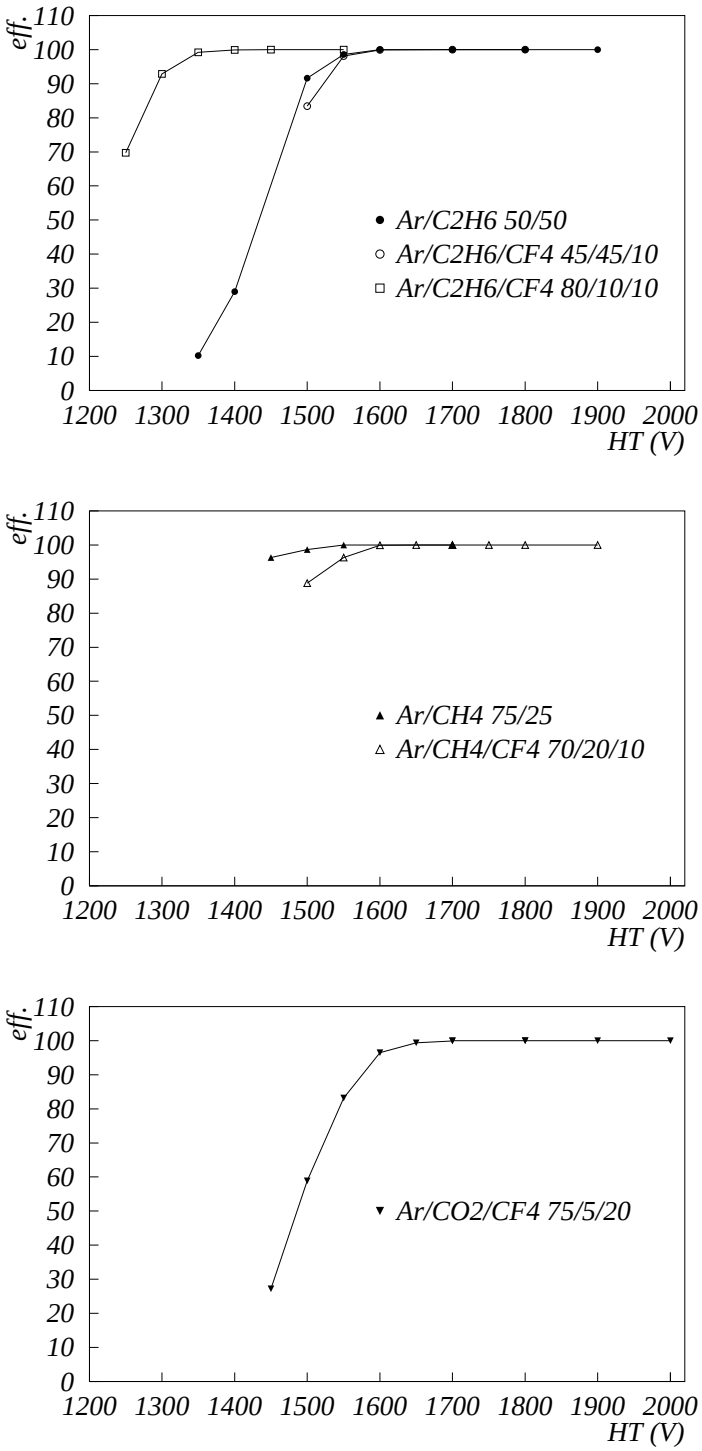


Figure 3.7: Efficacité de détection en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes du détecteur (valeurs négatives).

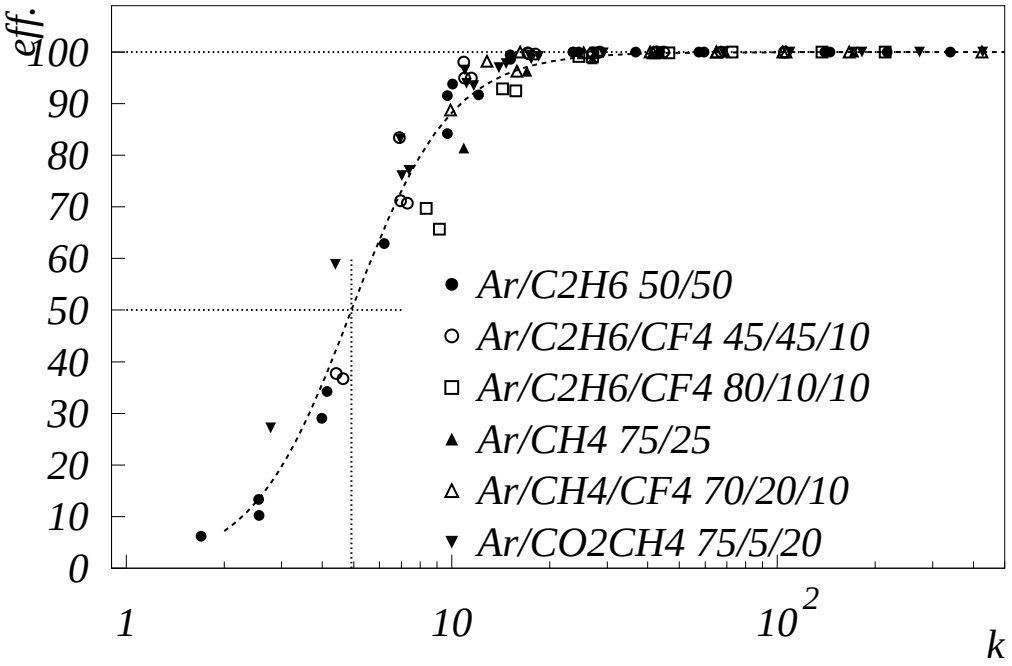


Figure 3.8: Efficacité de détection en fonction du rapport $k = N_{ep}G/s$ où N_{ep} est le nombre d'électrons primaires, G le gain moyen et s le seuil, exprimé en nombre d'électrons. La courbe en pointillés représente une fonction de Fermi ajustées sur les données expérimentales. Elle permet de déterminer la valeur de k correspondant à une efficacité de 50 %.

La figure 3.8 représente les variations de l'efficacité de détection en fonction du facteur k pour tous les mélanges gazeux étudiés dans ce chapitre. L'échelle des abscisses est logarithmique car le gain G est une fonction exponentielle de la haute tension. Les différences entre les différents gaz constatées sur la figure 3.7 se sont considérablement réduites. D'autres mesures d'efficacité ont été réalisées pour des valeurs différentes du seuil s ($s = 6$ fC et $s = 9$ fC); elles coïncident avec la courbe de la figure 3.8. La dispersion du gain et du nombre d'électrons primaires a pour conséquence un *lissage* de la fonction de Heavyside prévue par l'équation 3.9. Compte tenu de ce lissage, le facteur α peut être estimé par:

$$\alpha \approx \frac{1}{k}\Big|_{e=50\ \%} \simeq 20\ \% \tag{3.10}$$

Cette faible valeur provient du fait que l'amplificateur utilisé pour effectuer ces mesures, l'amplificateur ASD8 (paragraphe 3.6), possède un temps de mise en forme de l'ordre de $t_f \approx 6$ns. Ce temps est petit devant le temps caractéristique du signal induit dans le détecteur ($t_s \approx 100$ns). On constate que $\alpha > t_f/t_s$. Cela provient du fait que le signal dans le détecteur décroît rapidement entre t_0 et t_s.

Le facteur k au début du plateau d'efficacité vaut $k \simeq 20$ pour tous les mélanges gazeux. Pour un seuil de 4 fC (soit 25000 électrons) et un nombre moyen d'électrons primaires de 100, cela correspond à un facteur d'amplification $G \simeq 5000$.

3.5.5 Relation RT.

Lorsqu'une particule traverse la chambre à dérive, des électrons sont crées le long de sa trajectoire sous forme de paquets et dérivent le long des lignes de champ électrique jusqu'au fil de lecture le plus proche. Le temps nécessaire à cette dérive dépend de la position de l'électron dans la chambre. Les électrons les plus rapides sont créés au niveau du plan médian du détecteur (plan de fil). Plus les électrons primaires sont créés loin de ce plan médian plus le temps de dérive est long (figure 3.9). Si, pour un gain donné, suffisamment d'électrons sont parvenus sur le fil de lecture pour que le signal électrique dépasse le seuil du discriminateur, la voie de TDC qui lui est associée enregistre le temps correspondant. Lorsque le gain est suffisamment important, ce temps représente le temps de dérive des électrons *les plus rapides*. Le calcul précis de la position de la particule nécessite la connaissance de la relation entre ce temps t et la distance r parcourue par ces électrons. Cette distance est positive, inférieure à la distance entre le fil de lecture touché et le fil de champ adjacent, soit la moitié de la taille de la cellule de dérive. Elle correspond *en moyenne* à la distance de la trace incidente au fil touché. **On appelle relation RT la relation entre le temps t enregistré par le TDC et la valeur moyenne des distances r correspondantes**.

La relation RT dépend du mélange gazeux utilisé, de la géométrie de la cellule de dérive ainsi que des hautes tensions appliquées aux plans de cathode et aux fils de champ. Elle doit être mesurée au cours de la calibration du détecteur. Les prochains paragraphes présentent deux méthodes permettant cette mesure:

1. à l'aide d'un télescope;
2. de façon intrinsèque au moyen de plusieurs chambres à dérive.

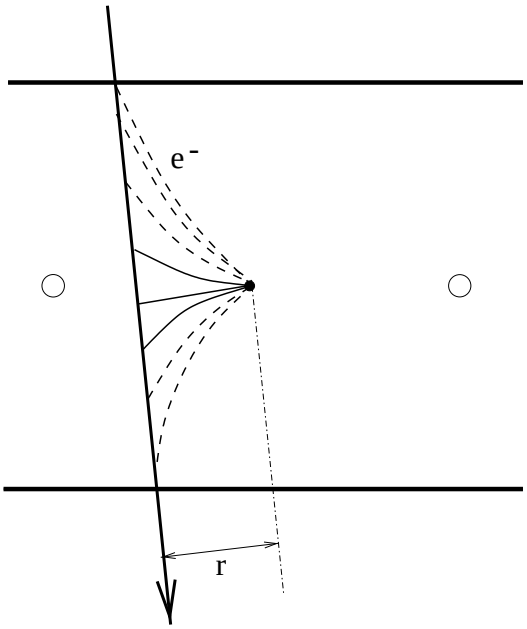
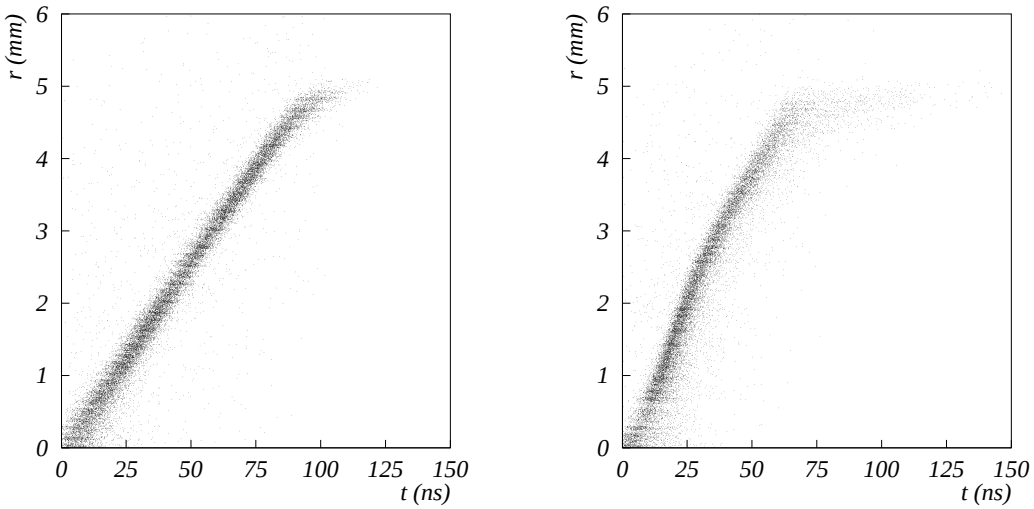


Figure 3.9: Relation RT. Pour une raison de clarté, seule une fraction des électrons primaires est représentée. Les électrons primaires *les plus rapides* sont tracés en ligne pleine.

Mesure à l'aide d'un télescope.

La première méthode utilise un télescope constitué de détecteurs dont les propriétés ont été mesurées au préalable. Elle s'appuie sur le principe décrit dans le paragraphe 3.3. Pour chaque particule incidente, les paramètres de la trajectoire sont calculés à l'aide des données fournies par les détecteurs Micromégas du télescope. La position de la particule dans la chambre à dérive ainsi que la distance au fil correspondante, notée r est déduite de ces paramètres. La distribution des distances r en fonction du temps de dérive t lu sur fil en question est alors représentée (figure 3.10). La distribution des temps de dérive est ensuite



(a) Ar/C_2H_6 50/50 (b) $Ar/CO_2/CF_4$ 75/5/20

Figure 3.10: Distribution des temps de dérive t lus sur le prototype DC1 en fonction de la distance au fil r calculée à l'aide des détecteurs Micromégas, pour deux mélanges gazeux.

découpée en intervalles de largeur $2\delta t$ (dans la pratique j'ai utilisé $\delta t = 1$ns). Pour chaque intervalle la valeur moyenne, notée $\overline{r}$ de la distribution des distances au fil évaluées à l'aide des détecteurs Micromégas est calculée. La relation RT est alors donnée par $\overline{r}(t_i)$ où t_i est la valeur centrale de chaque intervalle de temps.

Les figures 10.(a) et 10.(b) représentent les distributions des distances r calculées à l'aide des détecteurs Micromégas en fonction des temps de dérive t enregistrés par les TDC du prototype. Deux mélanges gazeux *typiques* sont représentés: le mélange Ar/C_2H_6 50/50 possède une relation RT linéaire et lente (le temps de dérive maximal vaut $t_{max} \simeq 110$ ns); le mélange $Ar/CO_2/CF_4$ 75/5/20 possède une relation RT plus rapide mais dont la linéarité est moins bonne. En outre elle comporte une traînée au voisinage de $r = 5$ mm, absente pour le premier mélange. Cette propriété sera discuté plus en détail ultérieurement dans ce paragraphe.

Mesure intrinsèque à l'aide de plusieurs chambres à dérive.

Une seconde méthode ne nécessitant pas la présence d'un télescope peut être employée pour calculer la relation RT. Elle est itérative et nécessite plusieurs chambres à dérive **d'orientations différentes** (il sera montré que pour des traces d'incidence normale, 4 plans sont au minimum nécessaires, tandis que pour des traces d'incidence quelconque, 6 plans sont nécessaires). Elle permet la calibra-

tion des chambres à dérive de façon autonome.

Cette méthode repose sur le fait que les temps de dérive lus par les chambres lors du passage d'une particule sont *compatibles* entre eux, c'est à dire que les distances aux fils touchés correspondent au passage d'une particule unique.

La méthode étant itérative, il faut définir une relation RT *initiale*, approchée. Une relation RT linéaire peut être utilisée:

$$r = \frac{r_{\max}}{t_{\max}} \times t \tag{3.11}$$

où $r_{\max}$ est la distance de dérive maximale, c'est à dire la moitié de la taille de cellule, et $t_{\max}$ le temps de dérive maximal, observé à partir des distributions en temps enregistrées par les TDC. Cette relation initiale est notée $R_0(t)$.

La distribution des temps de dérive est découpée en intervalles de largeur $2\delta t$ centrés sur un ensemble discret de temps t_j. A chaque itération, la relation RT est calculée pour toutes les valeurs de t_j puis interpolée à t quelconque. Pratiquement, j'ai choisi $\delta t = 1$ns.

Relations RT identiques pour tous les plans:
Pour plus de clarté dans la description de cette méthode, les relations RT des différentes chambres seront dans un premier temps supposées identiques. A chaque itération, seule la relation correspondant à la première chambre (nommée X) est alors calculée, puis elle est appliquée à tous les autres plans. Je discuterai ensuite d'une généralisation de cette méthode à des relations RT différentes.

L'algorithme permettant de passer de $R_i(t)$ à $R_{i+1}(t)$ se décompose de la façon suivante:

1. Sont sélectionnés les événements pour lesquels un temps et un seul est enregistré sur chaque chambre à dérive. Cela permet de s'affranchir des déclenchements du détecteur dus au bruit (particules fortuites ou bruit électronique) et de rendre aisée la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente.

2. Parmi ces événements sont sélectionnés ceux dont le temps de dérive associé au plan X vérifie $|t - t_j| < \delta t$ pour t_j donné (cette étape sera répétée pour toutes les valeurs de t_j où la relation RT doit être évaluée). Les temps de dérive associés aux autres chambres sont quelconques.

3. Pour chaque événement, un point est reconstruit à partir des temps associés à tous les plans excepté X. Si les particules ont une incidence normale, seuls deux paramètres sont calculés: x et y les coordonnées de la

position de la particule dans un plan vertical quelconque. Cela nécessite l'utilisation d'au moins trois chambres: une chambre par paramètre et une chambre supplémentaire permettant de lever les ambiguïtés droite/gauche (paragraphe 2.7). Si par contre l'incidence des particules est quelconque, quatre paramètres doivent être calculés: la position de la particule dans un plan d'abscisse arbitraire fixée et les deux angles d'inclinaison de sa trajectoire. Un minimum de cinq chambres à dérive est donc nécessaire. Pour calculer ces paramètres, la relation $R_i(t)$ obtenue lors de l'itération précédente est employée.

4. La distance entre le fil touché du plan X et la trajectoire de la particule incidente est déduite des paramètres calculés à l'étape précédente. Ce calcul est effectué pour tous les événements. Il en résulte une distribution de distances, caractéristique du temps t_j. La valeur moyenne de cette distribution est associée à t_j pour former la *nouvelle* relation RT: $R_{i+1}(t_j)$.

5. Les étapes 2, 3 et 4 sont répétées pour toutes les valeurs de t_j ce qui achève le calcul de $R_{i+1}(t)$.

La convergence de l'algorithme provient du fait que les temps t lus sur les plans autres que X et utilisés pour calculer $R_{i+1}(t_j)$ à l'étape 3 sont quelconques. Les erreurs commises sur $R_i(t)$ sont alors en quelque sorte *moyennées* lors du passages à $R_{i+1}(t)$. La procédure est interrompue lorsque les relations RT obtenues lors des deux dernières itérations vérifient:

$$|R_{i+1}(t_j) - R_i(t_j)| < 10\ \mu\text{m} \quad \forall t_j \tag{3.12}$$

Il faut en outre vérifier que ces différences sont *décorrélées* d'une valeur à l'autre de t_j.

Pour le cas traité ici, une dizaine d'itérations a été nécessaire pour satisfaire ces critères de convergence.

Une relation RT par plan de détection:
Plusieurs raisons peuvent nécessiter le calcul d'une relation RT différente par plan de chambre à dérive. C'est par exemple le cas lorsque le détecteur est utilisé en présence d'un champ magnétique intense $\overrightarrow{B}$. Du fait de la force de Lorentz, le parcours des électrons dans le mélange gazeux est altéré par le champ $\overrightarrow{B}$. Il en découle une distorsion de la relation RT par rapport à la situation à champ nul. L'effet est maximal pour la coordonnée de $\overrightarrow{B}$ orientée le long des fils de lecture (paragraphe 2.3.1). A champ donné, il est donc nécessaire de calculer une relation RT pour chaque valeur d'orientation des fils.

La méthode décrite précédemment doit être généralisée pour prendre en compte de tels effets. Pour N plans de chambres de détection, N relations RT seront

calculée à chaque itération, notées $R_{i,k}(t)$, où i est le numéro de l'itération et k l'indice du plan ($k \in [1, N]$). Pour chaque plan k_0 et chaque valeur de t_j, on calculera $R_{i+1,k0}(t_j)$ en fonction des $N-1$ relations RT des autres plans issues de l'itération précédente $R_{i,k}(t)$ ($k \neq k_0$). Il faut alors répéter les étapes 2,3 et 4 non seulement pour toutes les valeurs de t_j mais aussi pour tous les indices de plan k_0. Bien que l'algorithme paraisse à présent plus compliqué, on constate qu'il converge au bout du même nombre d'itérations.

Résultats expérimentaux.

Comparaison des deux méthodes de calcul de la relation RT:
La figure 3.11 représente la relation RT obtenue à l'aide des deux méthodes décrites dans les paragraphes précédents pour le mélange Ar/C_2H_6 50/50. Les cercles pleins correspondent à la relation RT obtenue en utilisant la méthode intrinsèque lors de l'étude effectuée sur le faisceau T11 en octobre 1998 (paragraphe 3.3). Les cercles vides correspondent à la relation RT obtenue en utilisant le télescope lors de l'étude effectuée sur le faisceau T9 en juillet 1999.

Les deux relations RT sont en excellent accord sur l'ensemble de la cellule de dérive, excepté au voisinage immédiat du fil de lecture ($r < 0.5$mm). Les valeurs de r obtenues à l'aide de la méthode intrinsèque sont incorrecte. Cela provient du fait que r étant une grandeur positive, sa distribution n'est pas gaussienne pour les petites valeurs. Il est alors délicat de calculer à chaque itération la valeur moyenne correspondante, et l'algorithme ne converge pas dans cette région. Une paramétrisation de la relation RT dans la région linéaire ($r \in [0.5, 4.5$mm$]$) permet cependant de s'affranchir de l'erreur commise, par extrapolation.

Comparaison des mélanges gazeux:
Du fait du flux élevé de particules incidentes prévu pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS, il est nécessaire de réduire au maximum l'ensemble des contributions à l'occupation du détecteur. Le temps mis par un électron pour parcourir la distance de dérive maximale (ici 5mm) constitue l'une de ces contributions. Un mélange gazeux *rapide* en terme de dérive des électrons est donc souhaitable.

Par ailleurs, la distance de la particule au fil touché étant déduite du temps de dérive des électrons via la relation RT, nous chercherons une relation RT la plus linéaire possible.

La figure 3.12 représente les relations RT mesurées pour tous les mélanges gazeux étudiés. Elles ont été mesurées au cours de l'étude effectuée sur T9 sur le prototype DC1. Pour toutes les relations RT, la courbe est interrompue lorsque les

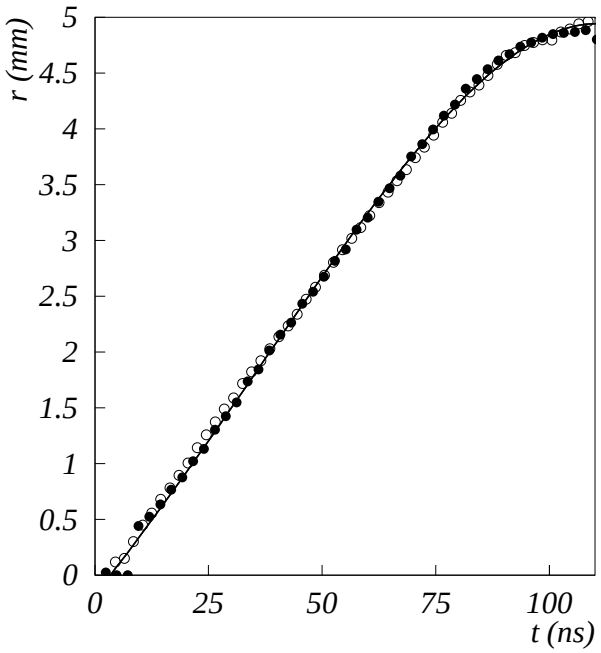


Figure 3.11: Comparaison des deux méthodes de calcul de la relation RT pour le mélange Ar/C_2H_6 50/50. Cercles pleins: méthode intrinsèque; cercles vides: utilisation du télescope. La ligne pleine représente un polynôme de degré 4 ajusté sur les données expérimentales (méthode intrinsèque).

temps de dérives ne sont plus représentés statistiquement. En cela, le dernier point des relations RT représentées correspond au temps de dérive maximal des électrons dans le détecteur.

Toutes les relations RT représentées comportent une inflexion au voisinage de $r = 5$mm. Elle provient du fait que les électrons correspondants sont crées au voisinage des fils de champ, dans une région où le champ électrique est faible.

Les relations RT correspondant aux mélanges 1,2 et 3 (figure 12.(a)) présentent la même allure. Excepté au voisinage du fil de champ ($r > 4.5$mm), le temps de dérive croît linéairement avec la distance au fil. La vitesse de dérive des électrons, dr/dt est d'autant plus élevée que la proportion de CF_4 est importante. Pour le mélange $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10, la vitesse de dérive vaut 79 μm/ns dans la région linéaire de la relation RT ($r \in [0.5, 4.5$ mm]). Le temps de dérive maximal vaut approximativement 80 ns.

Les deux mélanges ne possédant pas de tétrafluorocarbone (c'est à dire Ar/C_2H_6 50/50 et Ar/CH_4 75/25) peuvent être qualifiés de *lents*. Les vitesses de dérives correspondantes valent 54 μm/ns et 46.5 μm/ns, respectivement.

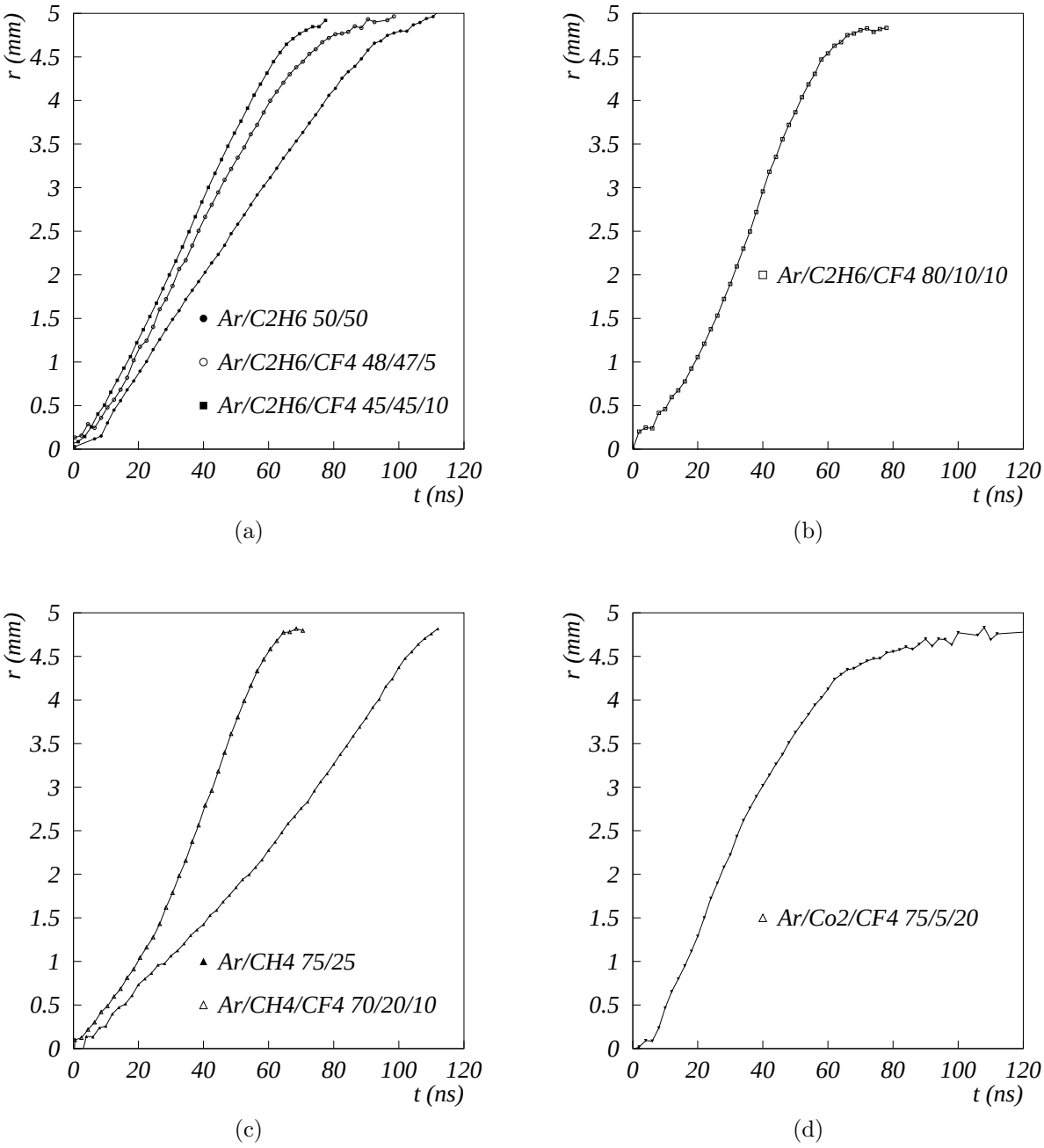


Figure 3.12: Relations RT pour tous les mélanges gazeux.

Les relation RT associées aux mélanges $Ar/C_2H_6/CF_4$ 80/10/10 et $Ar/CH_4/CF_4$ 70/20/10 présentent la même allure. Les vitesses de dérives correspondantes sont proches, tout comme les temps de dérive maximaux. Par ailleurs leur linéarité est moins bonne que pour les mélanges à base d'Ar/C_2H_6 50/50: la vitesse de dérive est d'abord faible pour les petites valeurs de r puis elle augmente. Ces deux relations RT possèdent une inflexion au voisinage de $r = 1.5$ mm.

Enfin, la relation RT correspondant au mélange $Ar/CO_2/CF_4$ 75/5/20 présente une courbure inversée par rapport aux autres mélanges (figure 12.(d)). Dans la région quasiment linéaire, la vitesse de dérive est élevée ($v \approx 78$ μm/ns). Au voisinage des fils de champ, le temps de dérive des électrons peut atteindre des valeurs considérables. Par conséquent l'occupation du détecteur dû à la dérive des électrons est grande ($t_{max} > 120$ ns), malgré la valeur élevée de la vitesse de dérive.

3.5.6 Résolution spatiale

Définition et principe de la mesure.

La résolution d'un plan de détection de chambre à dérive est définie comme la largeur de la distribution de x_{mes}, la coordonnée mesurée par la chambre, pour un ensemble de particules la traversant à x_0 fixé. Soit:

$$\sigma^2(x_0) =< (x_{\text{mes}} - x_0)^2 > - < x_{\text{mes}} - x_0 >^2 \tag{3.13}$$

En général, le détecteur est calibré de façon à ce que $< x_{\text{mes}} - x_0 >= 0$. Ainsi le second terme de cette équation disparaît.

En pratique, il est délicat d'imposer $x_0 =$ cte. La position de la trajectoire doit alors être mesurée indépendamment à l'aide des détecteurs constituant le télescope[(3)]. Cette mesure *externe* de x_0 est elle même effectuée avec une précision σ_0 égale à la résolution du télescope. La résolution σ s'écrit alors:

$$\sigma^2(x_0) =< (x_{\text{mes}} - x_0)^2 > -\sigma_0^2 \tag{3.14}$$

La résolution intrinsèque des détecteurs du télescope est souhaitée la plus petite possible de façon à ce que la correction σ_0 soit négligeable devant σ. Pour l'étude réalisée sur le faisceau T9, la résolution des détecteurs Micromégas est inférieure à 100 μm, ce qui conduit à $\sigma_0 < 62$ μm[35].

[(3)] Il est aussi possible d'utiliser les autres chambres à dérive constituant le prototype.

Contributions à la résolution spatiale dans une chambre à dérive.

La position du passage d'une particule dans une chambre à dérive est calculée à l'aide du temps t de franchissement du seuil du discriminateur par le signal induit par la particule. Ce temps se décompose en (paragraphe 2.7)

$$t = t_0 + t_d + t_l \tag{3.15}$$

où t_0 est le temps de passage de la particule dans le détecteur (donné par le système de déclenchement); t_d le temps de dérive des électrons et t_l le temps nécessaire au signal induit pour passer de 0 à la valeur du seuil du discriminateur.

La résolution spatiale du détecteur est directement reliée aux fluctuations δt du temps de franchissement du seuil par

$$\delta r = v\delta t \tag{3.16}$$

où v est la vitesse de dérive moyenne des électrons dans la chambre.

Ce paragraphe décrit les différentes contributions à δt et donc à la résolution spatiale du détecteur.

Fluctuations du nombre et de la position des électrons primaires le long de la trajectoire de la particule incidente:
Le temps de dérive des électrons dépend naturellement de leur position dans le détecteur. En raison du déficit balistique de l'électronique frontale, seuls les électrons les plus rapides sont pris en compte par l'amplificateur. Ce sont les électrons émis à proximité du plan médian du détecteur. Plus le nombre d'électrons primaires libérés le long de la trajectoire est faible, plus grandes sont les fluctuations de la position de ces électrons par rapport à la position médiane. Il en résulte une fluctuation du temps de dérive δt_d d'autant plus importante que la distance de la particule au fil de lecture est faible.

Fluctuations du temps de dérive des électrons dues à la diffusion transverse:
La diffusion des électrons due aux collisions avec les atomes ou molécules du mélange affecte naturellement le temps de dérive des électrons car elle allonge aléatoirement leur trajet. La fluctuation correspondante est d'autant plus importante que la distance de la particule au fil de lecture est grande.

Fluctuations de l'amplitude du signal induit sur le fil de lecture:
L'amplitude du signal induit sur le fil de lecture est proportionnelle au produit du gain par le nombre d'électrons primaires. Ce signal est mis en forme par le pré-amplificateur. Le temps de montée du signal mis en forme est une constante caractéristique du pré-amplificateur, indépendante notamment de l'amplitude du

signal. Pour cette raison, deux signaux d'amplitudes différentes franchissent le seuil du discriminateur au bout d'un temps différent, mesuré par rapport au temps correspondant au début de la formation de ces signaux. Ce mécanisme est illustré sur la figure 3.13.

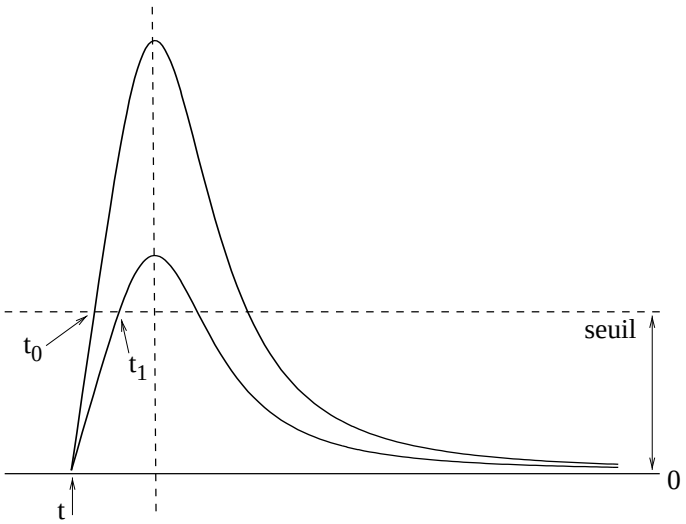


Figure 3.13: Fluctuations du temps de franchissement du seuil dues aux fluctuations d'amplitude des signaux induits sur les fils de lecture. Le temps t correspond au début de la formation du signal; t_0 au temps de franchissement du seuil pour le signal de grande amplitude; t_1 pour le signal de petite amplitude.

Il en résulte une fluctuation du temps t_l qui, contrairement aux deux premières contributions, est indépendante de la position de la particule dans le détecteur. Cette fluctuation est d'autant plus faible que le temps de montée du signal mis en forme est petit, ce qui favorise les pré-amplificateurs *rapides*. en outre, pour une fluctuation d'amplitude donnée, δt (et donc δr) est d'autant plus faible que le seuil est bas, ou l'amplitude moyenne élevée.

Bruit électronique et fluctuations du seuil:
Le bruit électronique peut être considéré comme un courant résiduel aléatoire de valeur moyenne nulle, auquel s'ajoute le signal induit par le passage d'une particule. Sur la figure 3.13, cela correspond à une fluctuation de la position de la ligne de base à partir de laquelle le signal se développe. Elle conduit, de la même façon que les fluctuations d'amplitude des signaux induits, à une dispersion du temps de franchissement du seuil et à une détérioration de la résolution spatiale. Le même effet est obtenu si la ligne de seuil du discriminateur fluctue à son tour.

Cette contribution, tout comme la précédente, est indépendante de la position de la particule incidente dans le détecteur.

En raison du facteur v dans l'équation 3.16, à fluctuations du temps de franchissement du seuil δt égales, la résolution spatiale de la chambre à dérive est d'autant moins bonne que le mélange gazeux est *rapide*. Ce résultat est confirmé dans le prochain paragraphe.

Résolution spatiale en fonction du gain

La résolution spatiale de la chambre à dérive se détériore lorsque le seuil augmente. Pour cette raison, toutes les mesures présentées dans ce paragraphe ont été réalisées pour la valeur nominale du seuil: $s = 4$ fC, soit 25000 électrons.

La figure 3.14 représente les variations de la résolution spatiale en fonction du gain de détection pour tous les mélanges gazeux étudiés. La résolution spatiale diminue lorsque le gain augmente car la fluctuation δt du temps de franchissement du seuil diminue lorsque l'amplitude moyenne des signaux augmente. Toutefois les autres contributions empêchent la résolution de décroître indéfiniment et l'on constate l'existence d'une valeur de saturation.

D'une façon générale, on constate que la résolution spatiale est meilleure pour les mélanges gazeux qualifiés de *lents* dans le paragraphe 3.5.5.

Parmi toutes les mesures effectuées, seuls trois mélanges gazeux permettent d'atteindre une résolution spatiale inférieure à 150 μm, qui est la valeur requise pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS. Il s'agit des deux mélanges *lents* Ar/C_2H_6 50/50 et Ar/CH_4 75/25 et du mélange *rapide* $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10. Le facteur d'amplification correspondant à $\sigma = 150$ μm pour ce troisième mélange est $G \approx 2.10^4$.

3.5.7 Choix du mélange gazeux.

Le tableau 3.5 rassemble l'ensemble des résultats présentés dans les paragraphes précédents pour tous les mélanges gazeux étudiés. Dans ce tableau, V_{100} est la tension appliquée aux cathodes correspondant au début du plateau d'efficacité. La grandeur v est la vitesse de dérive des électrons dans la région linéaire de la relation RT. Le temps t_{max} correspond au temps de dérive maximal des électrons. Enfin, σ est la résolution spatiale du détecteur, évaluée pour un gain de 2×10^4 et un seuil de 2.5×10^4 électrons. Les cases laissées vides correspondent à des données non disponibles. Elles concernent le mélange $Ar/C_2H_6/CF_4$ 48/47/5 (mélange 2). Les grandeurs correspondantes sont comprises entre celles du mélange 1 et celles

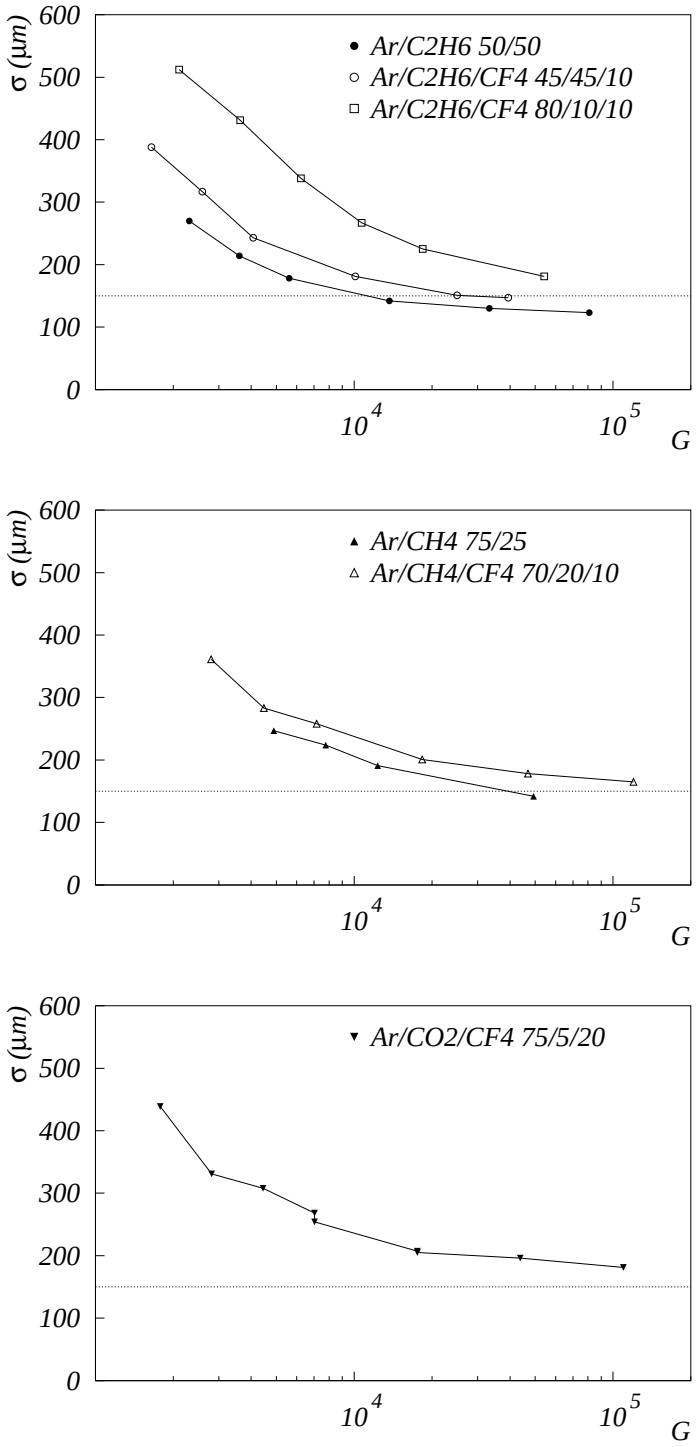


Figure 3.14: Résolution spatiale en fonction du gain G.

du mélange 3. Ce tableau permet de déterminer le mélange gazeux adapté aux chambres à dérive de COMPASS.

mélange gazeux			V_{100} (V)	v (μm/ns)	t_{max} (ns)	σ (μm)
1	Ar/C_2H_6	50/50	1590	54.0	110	134
2	$Ar/C_2H_6/CF_4$	48/47/5		71.9	100	
3	$Ar/C_2H_6/CF_4$	45/45/10	1620	79.4	80	148
4	$Ar/C_2H_6/CF_4$	80/10/10	1330	97.1	80	217
5	Ar/CH_4	75/25	1450	46.5	110	170
6	$Ar/CH_4/CF_4$	70/20/10	1560	104.2	75	200
7	$Ar/CO_2/CF_4$	75/5/20	1660	77.5	> 120	210

Table 3.5: Propriétés mesurées des mélanges gazeux étudiés.

Les mélanges 1 et 5, qui ne contiennent pas de CF_4, sont rejetés car la vitesse de dérive des électrons est trop faible et conduit à une valeur élevée de t_{max}. De même le mélange 7, malgré une vitesse de dérive importante, présente un temps de dérive maximal élevé. Il est par conséquent rejeté lui aussi. Parmi les quatre mélanges rapides restants (mélanges 2, 3, 4 et 6), le mélange 3 permet d'atteindre la meilleure résolution au gain de 2×10^4. Cette résolution est comparable à la valeur requise pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS, soit 150 μm. Bien que le résultat ne soit pas disponible, il est probable que le mélange 2 permette aussi d'atteindre une résolution inférieure à 150 μm. Cependant il est plus lent et je l'ai rejeté.

En conclusion le mélange gazeux retenu pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS est $Ar/c_2H_6/CF_4$ 45/45/10. Dans ce mélange, l'effet du CF_4 est d'accélérer la vitesse de dérive des électrons tout en conservant la linéarité de la relation RT, inhérente au mélange Ar/C_2H_6 50/50.

3.6 Electronique frontale.

3.6.1 Description des amplificateurs-discriminateurs utilisés.

Chronologiquement, lors des premières études effectuées en Octobre 1998 à l'aide du prototype DC1, l'électronique frontale utilisée avait été empruntée aux chambres à dérive de l'expérience NA48[37]. Le temps de montée de la réponse impulsionnelle de cet amplificateur vaut 15ns. Le temps de redéclenchement du discriminateur vaut 150ns. Cet amplificateur a permis de se familiariser avec le fonctionnement du prototype DC1 mais a été rapidement rejeté en raison de la

durée trop longue de son temps de mise en forme (environ deux fois le temps de montée, soit $30ns$).

Par la suite, deux amplificateurs *rapides* ont été utilisés comparativement: l'amplificateur ASD8[38] et l'amplificateur MAD4[39]. Certaines caractéristiques de ces amplificateurs sont présentées ci-dessous.

L'amplificateur-discriminateur ASD8.

La puce électronique (*chip*) de l'amplificateur ASD8 possède 8 voies indépendantes rassemblant le pré-amplificateur, l'amplificateur et le discriminateur. Un seuil différent peut être appliqué au discriminateur de chaque voie, toutefois nous avons utilisé un seuil commun. Deux sorties sont disponibles permettant de lire le signal analogique après amplification en amont du discriminateur sur deux des voies. Comme annoncé plus haut, le temps de mise en forme vaut environ 6 ns.

L'amplificateur-discriminateur MAD4.

La puce électronique (*chip*) de l'amplificateur MAD4 possède 4 voies indépendantes rassemblant le pré-amplificateur, l'amplificateur et le discriminateur. Le même seuil est appliqué aux quatre voies. Comme pour l'ASD8 le temps de mise en forme du pré-amplificateur du MAD4 vaut environ 6 ns.

Les prochains paragraphes présentent une étude comparative de ces deux amplificateurs utilisés dans des conditions identiques sur le prototype DC1.

3.6.2 Comparaison des performances des amplificateurs.

Efficacité de détection.

L'efficacité de détection du prototype DC1 a été mesurée dans des conditions identiques pour les deux amplificateurs-discriminateurs MAD4 et ASD8, en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes (figure 3.15). Le mélange gazeux est $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10. Le même seuil, exprimé en nombre d'électrons, est appliqué aux deux discriminateurs. Il vaut 4 fC. Le flux de particules incidentes vaut 1.5×10^6 Hz. Pour un tel flux, les deux amplificateurs permettent d'atteindre une efficacité de 100 %. Toutefois on constate que le plateau d'efficacité obtenu avec le MAD4 débute environ 50 V plus tôt.

Ce résultat est probablement dû au fait que le temps de mise en forme de l'amplificateur MAD4 est légèrement supérieur à celui de l'ASD8. Par conséquent,

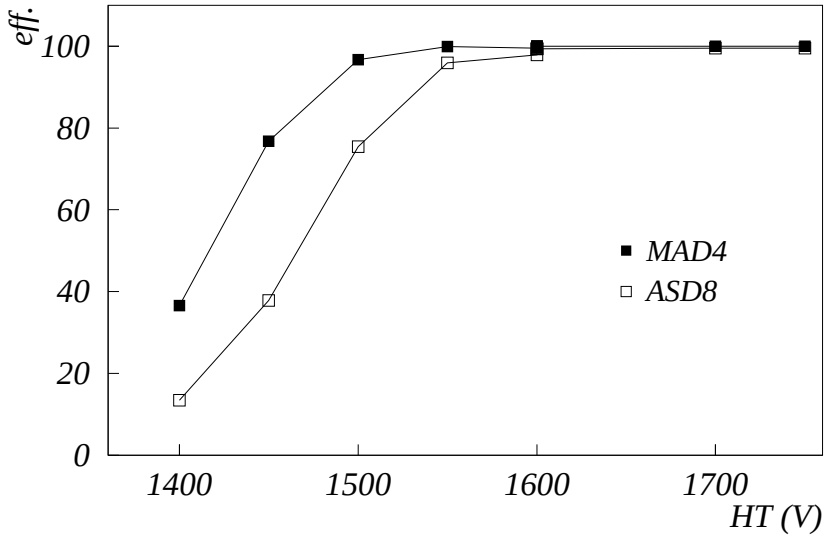


Figure 3.15: Efficacité de détection en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes (valeurs négatives) pour les amplificateurs-discriminateurs ASD8 et MAD4.

le déficit balistique associé au MAD4, $(1-\alpha)$, est plus faible que celui de l'ASD8. A même gain *réel* dans le détecteur, G, le gain *effectif* vu par l'amplificateur, αG est plus élevé pour le MAD4 ce qui améliore d'autant l'efficacité de détection. Il est cependant délicat de vérifier cette hypothèse dans la mesure ou les deux amplificateurs sont intégrés et ne permettent pas l'observation directe du signal en sortie de l'étage de préamplification.

Résolution.

La résolution spatiale du détecteur a été mesurée de la façon décrite dans le paragraphe 3.5.6 pour les deux amplificateurs-discriminateurs MAD4 et ASD8. Ces deux mesures ont été effectuées dans des conditions identiques: le mélange utilisé est $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10; la haute tension appliquée aux cathodes vaut -1800V ce qui correspond à un gain valant 2×10^4; un seuil de 2.5×10^4 électrons environ est appliqué aux discriminateurs pour les deux amplificateurs-discriminateurs. Ces choix garantissent une efficacité de détection de 100 % (figure 3.15).

La résolution est calculée intervalle par intervalle en fonction de la distance au fil touché dans la chambre à dérive. Cette distance est calculée à l'aide des chambres Micromégas constituant le télescope. Chaque intervalle possède une largeur de 100 μm, grande devant la résolution intrinsèque du télescope ($\sim$ 40 μm). Environ

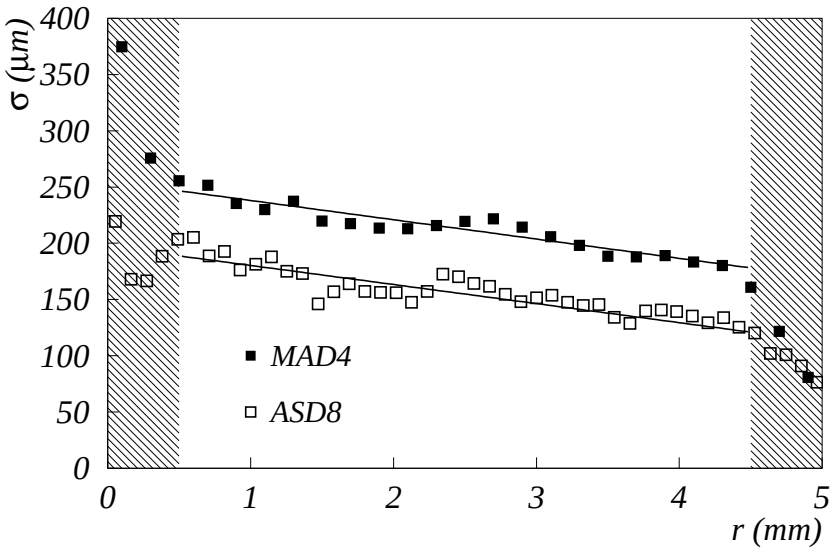


Figure 3.16: Résolution spatiale en fonction de la distance au fil touché pour les amplificateurs-discriminateurs ASD8 et MAD4. Les résolutions mesurées dans les régions hachurées sont biaisées par des effets d'acceptance et ne doivent être prises en compte.

1.5×10^5 événements ont été utilisés pour chaque amplificateur. La figure 3.16 représente les résolutions mesurées dans chaque intervalle. Sur cette figure, les zones hachurées correspondent à une région où la mesure de la résolution est biaisée par des effets d'acceptance et ne doit pas être prise en compte. Dans la région intermédiaire, la résolution décroît lorsque la distance au fil touché augmente, de façon identique pour les deux amplificateurs. Cette propriété est due aux fluctuations du nombre et de la position des électrons primaires crées par les particules traversant la chambre à dérive (paragraphe 3.5.6). La loi de décroissance vaut approximativement:

- pour l'amplificateur-discriminateur MAD4: $\sigma(\mu\text{m}) = 255 - 17 \times r(\text{mm})$;
- pour l'amplificateur-discriminateur ASD8: $\sigma(\mu\text{m}) = 197 - 15 \times r(\text{mm})$;

La résolution moyenne (hors zones hachurées) vaut 154 μm pour l'ASD8 contre 210 μm pour le MAD4. Cette différence peut être expliquée par le temps de montée plus élevé de l'amplificateur-discriminateur MAD4: pour une même distribution de l'amplitude des signaux en entrée des amplificateurs, la dispersion du temps de franchissement du seuil par rapport au temps d'arrivée des premiers électrons est d'autant plus grande que le temps de montée du signal est long. Cette dispersion temporelle contribue directement à la résolution du détecteur

via la relation RT: $\sigma = v.\delta t$ (v est la vitesse de dérive moyenne des électrons dans le mélange gazeux). Dans le mélange $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10, $v^{-1} = 13$ ns/mm. Pour expliquer la différence entre les résolutions mesurées pour les deux amplificateur, il faut une différence entre leur temps de montée valant environ 1 ns.

3.6.3 Choix de l'électronique frontale.

Dans des conditions identiques, l'amplificateur MAD4 permet une meilleure efficacité de détection mais une moins bonne résolution spatiale. La résolution spatiale de 150 μm requise pour les chambres à dérive de COMPASS impose que le gain au point de fonctionnement soit environ quatre fois plus élevé que celui correspondant au début du plateau d'efficacité. Pour un tel gain, la différence d'efficacité entre les deux amplificateurs disparaît. Pour cette raison, l'amplificateur ASD8 a été choisi pour équiper les chambres à dérive de COMPASS. Un choix identique a été effectué pour les pailles à dérive, ou *straw tubes* (paragraphe 1.3.5). Par contre, le MAD4 a été choisi pour équiper les chambres proportionnelles. La résolution spatiale d'une chambre proportionnelle n'est pas liée au temps de montée du signal mais à la distance entre ses fils. Elle n'est donc pas affectée par ce choix. En outre la meilleure efficacité obtenue avec le MAD4 permet à ces chambres de fonctionner à un gain moins élevé.

3.6.4 Caractérisation du bruit électronique.

Taux de déclenchements dus au bruit.

Une mesure directe du taux de déclenchements de chaque voie d'ASD8 en l'absence de signaux *physiques* est une première façon de caractériser le bruit de l'amplificateur. Cette mesure est réalisée pour plusieurs valeurs du seuil des discriminateurs. Les cartes ASD8 sont assemblées à un prototype de chambre à dérive dont les fils possèdent la longueur nominale des chambres de COMPASS (prototype DC2, voir chapitre 4) afin de reproduire un mode de fonctionnement des cartes réaliste. Plus le seuil est bas plus le taux de déclenchements dus au bruit est important. La figure 3.17 représente la fréquence de déclenchements dus au bruit en fonction du seuil pour les voies appartenant à une cartes ASD8.

On distingue nettement deux régimes:

- un régime à bas seuil et hautes fréquences pour lequel la variation est rapide. Il correspond au bruit intrinsèque de la carte;
- un régime à haut seuil et basses fréquences pour lequel la variation est lente.

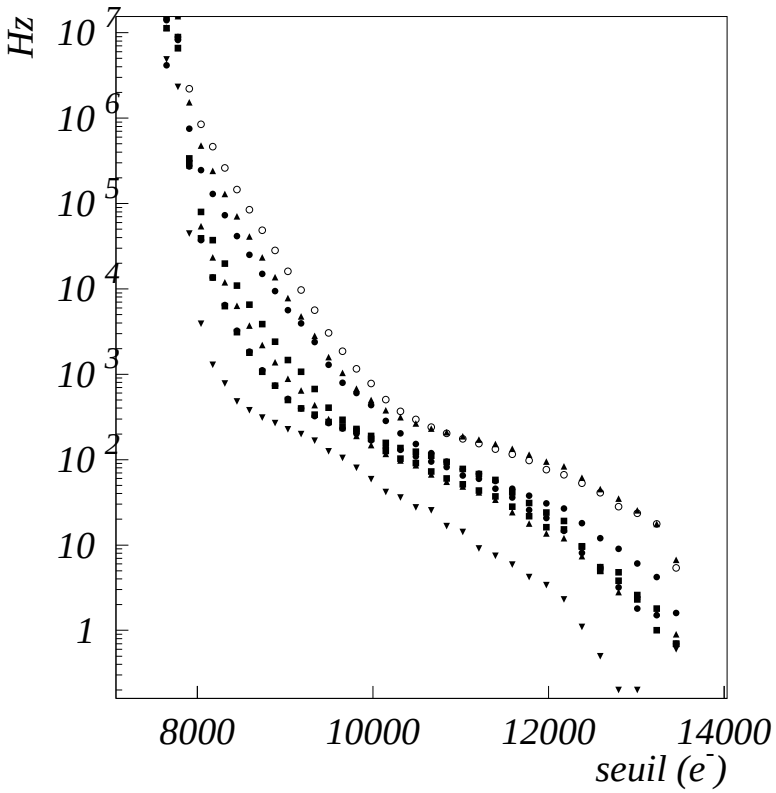


Figure 3.17: Fréquence de déclenchements dus au bruit électronique en fonction du seuil pour plusieurs voies d'une carte ASD8 montée sur le prototype de chambre à dérive DC2 (chapitre 4).

Il correspond au bruit d'origine *externe* au détecteur et à la carte, capté par les fils du détecteurs (*pick-up*).

Pour le seuil correspondant au point de fonctionnement (paragraphe 3.5.4 et 3.5.4), soit 2.5×10^4 électrons, le bruit est inférieur à 1 Hz sur toutes les voies.

On montre que cette mesure du taux de déclenchements dus au bruit en fonction du seuil des discriminateurs permet de caractériser la distribution du bruit ENC q_n définit dans le paragraphe 2.6[40]. Les distributions de la figure 3.17 sont alors interprétées comme des portions de distribution gaussienne. Toutefois cette interprétation est ici délicate car toute la courbe n'est pas mesurée. Cela provient du fait qu'il n'est pas possible de descendre le seuil des discriminateurs suffisamment bas car il apparaît alors des modes oscillants de déclenchements dus à un couplage entre les voies de la même carte. Les fréquences de déclenchement deviennent très élevées (jusque 20 MHz) et indépendantes du seuil. Pour cette raison

une seconde méthode est présentée dans le prochain paragraphe permettant la mesure de la dispersion du bruit ENC.

Dispersion du bruit ENC.

Principe de la mesure:
L'objectif de cette étude est de caractériser plus précisément la loi de distribution du bruit électronique q_n. Pour ce faire, N_0 signaux électroniques identiques sont injectés en entrée des voies électroniques. Le nombre de coups lus en sortie du discriminateur pour un seuil donné, s, est ensuite enregistré. Ce nombre est noté $N(s)$. Le seuil ainsi que l'amplitude du signal injecté sont exprimés en nombre d'électrons. Le rapport $N(s)/N_0$ permet de définir une efficacité de détection similaire à celle décrite dans le paragraphe 3.5.4 à la différence près que dans le cas présent, les signaux injectés sont connus. Ce paragraphe montre comment il est possible de calculer à partir de $N(s)/N_0$ la loi de probabilité du bruit ENC.

La charge correspondant au signal injecté est notée Q_0. En l'absence de bruit, le nombre de coups lus en sortie du discriminateur est donné par:

$$N(s) = N_0.\theta(Q_0 - s) \tag{3.17}$$

où $\theta(x)$ est la fonction de Heavyside.

Le bruit ENC est représenté par une charge parasite q_n aléatoire, de densité de probabilité $p(q_n)$. C'est une grandeur algébrique, de plus elle se somme linéairement avec Q_0. Compte tenu du bruit, $N(s)$ s'écrit alors:

$$N(s) = N_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(Q_0 + q_n - s).p(q_n).dq_n \tag{3.18}$$

Cette équation peut être dérivée par rapport à s:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial s}(s) &= -N_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(Q_0 + q_n - s).p(q_n).dq_n \\ &= -N_0.p(s - Q_0) \end{aligned} \tag{3.19}$$

La fonction $\partial N/\partial s$ permet donc d'accéder à la densité de probabilité p. Elle atteint un maximum pour $s_{\max} = Q_0 + q_{n\max}$ où $q_{n\max}$ est l'amplitude la plus probable du bruit électronique. La valeur de $q_{n\max}$ est le *biais* de l'amplificateur. La largeur de la densité de probabilité p caractérise la dispersion du bruit électronique de l'amplificateur. Plus cette dispersion est faible plus il sera aisé de s'affranchir du bruit et plus l'amplificateur sera performant.

Remarque concernant l'amplitude du signal injecté:
En réalité, il est impossible d'injecter un signal parfaitement *pur* Q_0. Celui-ci est lui aussi entaché de bruit, possédant une densité de distribution $p'(Q)$ centrée sur Q_0. La fonction $\partial N/\partial s$ s'exprime alors comme le produit de convolution des densités p et p':

$$\frac{\partial N}{\partial s}(s) = -N_0 \int_{-\infty}^{+\infty} p(s-Q).p'(Q).dQ \tag{3.20}$$

La mesure de $N(s)$ n'a de sens que si la largeur de la densité p' est négligeable devant celle de p. Dans le cas limite où p' est une fonction delta centrée sur Q_0 on retrouve l'équation 3.19.

Pour s'assurer de la validité de cette hypothèse, il est par exemple utile d'effectuer la mesure de $N(s)$ pour différentes valeurs de Q_0, dans la mesure où la largeur de $p(Q)$ est, pour la plupart des générateurs d'impulsion, proportionnelle à Q_0.

Résultats:
La figure 3.19 représente la distribution du bruit électronique pour plusieurs voies appartenant à des cartes ASD8 différentes. A nouveau les cartes sont installées sur le prototype de chambres à dérive DC2. Les courbes présentées sont des gaussiennes ajustées aux données. La valeur moyenne a été corrigée de l'amplitude du signal calibré injecté pour réaliser la mesure.

Le signal est injecté au niveau des plans de cathode du détecteur à l'aide d'un générateur d'impulsions. Il est capté par les fils de lecture par couplage capacitif, via la capacité intrinsèque du détecteur (figure 3.18).

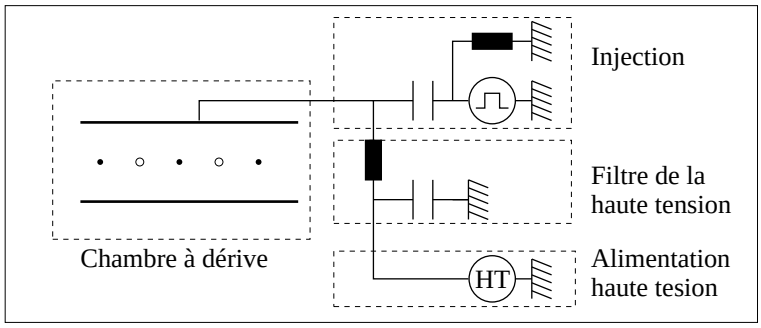


Figure 3.18: Circuit d'injection de signaux calibrés via la chambre à dérive. Le signal est *capté* sur les fils de lecture via la capacité intrinsèque du détecteur.

Au sein d'une même carte, on constate une certaine dispersion de la valeur moyenne corrigée d'une voie à l'autre. Elle est imputable à une dispersion du seuil (biais) entre les voies du même amplificateur.

La largeur moyenne des distributions du bruit pour chaque carte est donnée dans le tableau 3.6. Les différences d'une carte à l'autre sont dues à des choix différents concernant les connections de masse et le blindage électromagnétique de la carte. Ces différences montrent l'importance de tels choix puisqu'ils permettent de gagner jusqu'à un facteur 6 sur la valeur de la dispersion du bruit. Le paragraphe 3.6.5 présente certaines des précautions prises à ce titre, dans le but d'utiliser l'amplificateur ASD8 de façon stable pour une faible valeur de seuil.

	σ (fc)	σ (e^-)
carte (a)	0.081	510
carte (b)	0.117	730
carte (c)	0.469	2930

Table 3.6: Dispersion moyenne du bruit électronique pour trois cartes ASD8 dans des conditions d'utilisation réalistes.

Les dispersions du bruit présentées dans le tableau 3.6 sont à comparer

1. au seuil de déclenchement choisi pour point de fonctionnement soit 2.5×10^4 électrons;
2. à l'amplitude moyenne des signaux dans le détecteur corrigée par le déficit balistique, soit $\alpha G N_{ep} \simeq 4.10^5$ électrons[(4)].

3.6.5 Blindage électromagnétique et connection des masses.

Une chambre à dérive, composée du détecteur, de son électronique et des ses parties mécaniques et électriques forme un ensemble très sensible aux perturbations électromagnétiques. Les différentes parties de cet ensemble, et plus particulièrement les fils de lecture, se comportent comme des *antennes* et captent les champs électromagnétiques environnants. Ces champs électromagnétiques ainsi que d'éventuelles différences de potentiel génèrent des courants susceptibles de perturber le bon fonctionnement du détecteur. En l'absence de précautions de tels courants interdisent l'utilisation des amplificateurs à seuil bas. Un amplificateur est d'autant plus sensible à ces perturbations qu'il est rapide, dans la mesure où il *intègre* le bruit sur une durée plus brève. C'est le cas de l'amplificateur ASD8.

Dans une expérience du type de COMPASS, l'environnement électromagnétique est très *bruyant* en raison de la présence de nombreux autres détecteurs, de leur

[(4)] Le gain au point de fonctionnement environ 2.10^4; le nombre moyen d'électrons primaires environ 100 et $\alpha \simeq 20$ %.

électronique frontale et des alimentations de puissance correspondantes. Afin de minimiser l'influence de ce bruit sur le fonctionnement des chambres à dérive, il a été nécessaire de prendre les précautions suivantes:

- l'enceinte des chambres à dérive est enfermée dans une *boite* conductrice la plus étanche possible et placée à la masse du dispositif. Elle constitue une **cage de Faraday** pour les fils de lecture et de champ du détecteur. L'étanchéité de cette cage n'est évidemment pas parfaite, notamment parce que les fils de lecture doivent être connectés aux pistes de l'électronique frontale, située à l'extérieur.

- De nombreuses précautions ont été prises au niveau du circuit imprimé comportant les amplificateurs ASD8. Sur les cartes de lecture, les pistes conduisant le signal analogique provenant du détecteur sont enterrées entre deux plans de masse, reliés au blindage du détecteur. Cette masse est à son tour connectée au neutre des alimentations basse-tension des amplificateurs et du seuil, ainsi qu'aux masses correspondantes. En aval, la masse des cartes ASD8 est connectée à la masse des cartes F1. Toutes ces connections sont effectuées en plusieurs points afin de réaliser un **maillage** prolongeant la cage de Faraday. Par ailleurs, les basses-tensions sont **régulées** et **filtrées** de façon indépendante au niveau du circuit imprimé par des montages de type RC ou LC.

- une enceinte conductrice enferme l'électronique frontale des chambres à dérive et constitue une seconde cage de Faraday située à la périphérie de celle du détecteur. A nouveau son étanchéité n'est pas parfaite.

- Tous les câbles servant à alimenter le détecteur et son électronique (basse tension, haute tension, seuil) et traversant cette seconde cage sont blindés par une gaine conductrice reliée à l'ensemble des autres masses.

- Enfin les masses des modules d'alimentations situés au départ de la chaîne sont elles aussi reliées.

Les nombreuses connections de masse depuis les modules d'alimentation jusqu'au détecteur constituent un maillage et permettent de diminuer la résistance propre du système. Cela lui assure une meilleure **équipotentialité** lorsqu'il est traversé par des courants importants.

Il est délicat de décrire de façon quantitative l'effet des différentes éléments constituant la stratégie de blindage car il dépend de l'environnement dans lequel le détecteur est appelé à fonctionner. De nombreuses itérations ont été nécessaire pour parvenir à un fonctionnement *stable* des chambres à dérive aussi bien au cours des tests réalisés à Saclay que de ceux réalisés au CERN. Le blindage du

détecteur et de son électronique constitue une étape difficile mais indispensable pour en assurer le fonctionnement dans les conditions optimales décrites dans ce chapitre.

3.7 Conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre ont permis de déterminer la plupart des caractéristiques des chambres à dérive de COMPASS à l'aide du prototype DC1. Ces caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 3.7. Elles garantissent une efficacité de détection voisine de 100 % et une résolution spatiale de 150 μm par chambre. En outre le seuil de discrimination choisi pour le point de fonctionnement correspond à un taux de déclenchements dus au bruit électronique négligeable.

Mélange gazeux	$Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10
Amplificateur-discriminateur	chip ADS8
Nombre d'électrons primaires	$\sim$100 e^-
Gain	2×10^4
Seuil de discrimination	2.5×10^4 e^-

Table 3.7: Point de fonctionnement des chambres à dérive de COMPASS.

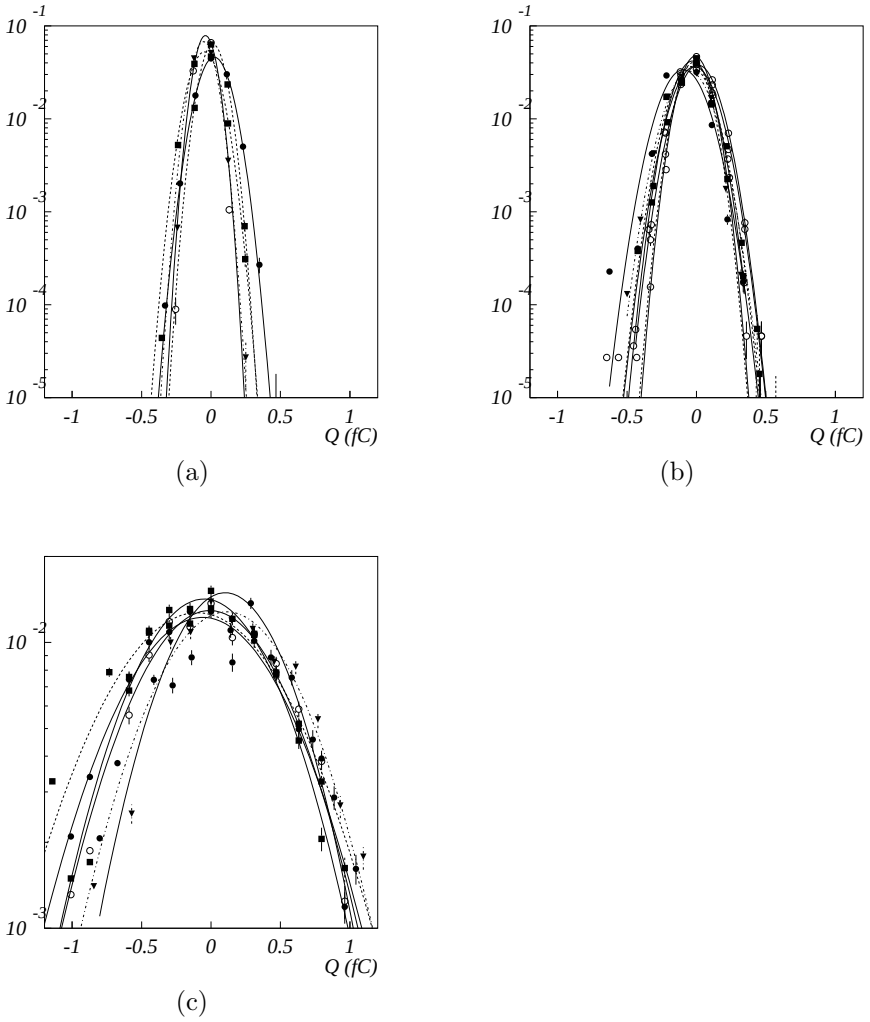


Figure 3.19: Dispersion du bruit électronique pour trois cartes ASD8 montées sur le prototype de chambre à dérive DC2 (chapitre 4).

Chapitre 4

Flux incident dans les chambres à dérive de l'expérience COMPASS.

Comme il a été annoncé dans le chapitre 1 de ce travail, la principale difficulté concernant la mise en œuvre des chambres à dérive de l'expérience réside dans la valeur élevée des flux de particules incidentes dans la région comprise entre la cible polarisée et le premier aimant. L'optimisation présentée dans le chapitre précédent a été réalisée compte tenu de cette difficulté. Ce chapitre se propose de quantifier précisément les flux incidents attendus dans les chambres à dérive, à l'aide d'une étude expérimentale menée dans un environnement aussi réaliste que possible (paragraphe 4.1). L'influence du flux sur les performances du détecteur est ensuite étudiée (paragraphe 4.2).

En raison de la distribution radiale des flux incidents, les chambres à dérive doivent de plus être désactivées dans la région centrale, où la détection des particules est assurée par les détecteurs Micromégas. Le paragraphe 4.4 présente l'étude et la caractérisation d'un procédé de désactivation réversible.

4.1 Mesure du flux incident de particules chargées dans un environnement réaliste

4.1.1 Description du prototype de chambre à dérive DC2.

Le second prototype de chambre à dérive, DC2, a été conçu pour permettre la mesure du flux de particules incidentes attendu pour les chambres à dérive de

l'expérience COMPASS. Il comporte deux chambres dont les fils (fils de lecture et fils de champ) sont orientés verticalement. La longueur de fils vaut 1200 mm. C'est la longueur nominale des fils des chambres à dérive finales.

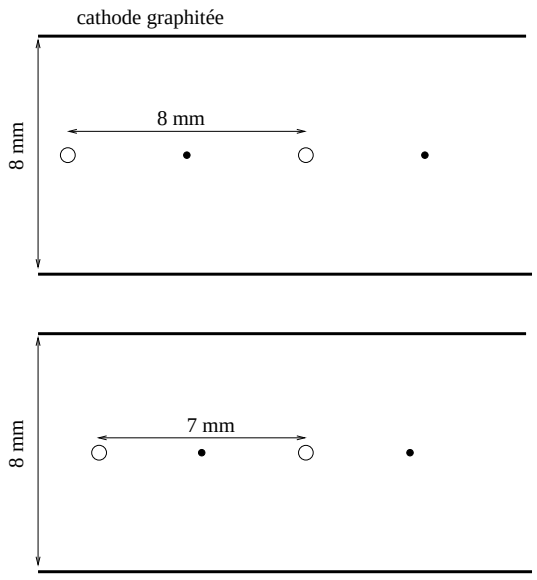


Figure 4.1: Cellules de dérive du prototype DC2. Les cercles pleins représentent les fils de lectures, les cercles vides les fils de champ.

Les deux chambres possèdent une géométrie de cellule de dérive différente (figure 4.1):

- La première chambre comporte 14 fils de lecture et 15 fils de champ. Deux fils de champ (ou de lecture) consécutifs sont séparés de 8 mm. Les plans de cathode sont espacés de 8 mm.

- La seconde chambre comporte 16 fils de lecture et 17 fils de champ. Les fils de champs (ou de lecture) consécutifs sont séparés de 7 mm. La distance entre les plans de cathode vaut à nouveau 8 mm.

La taille de cellule de dérive ainsi que l'espace entre les plans de cathode ont été choisis inférieurs aux valeurs du prototype DC1 pour des raisons décrites dans le paragraphe 4.3.

Compte tenu de cette géométrie, la surface active du prototype DC2 vaut 112×1200 mm^2.

4.1.2 Description du dispositif employé sur la ligne M2.

La figure 4.2 représente le dispositif expérimental utilisé lors de l'étude menée sur le faisceau M2 de l'expérience COMPASS, en septembre 1999. Il comporte deux détecteurs Micromégas, LC2 et LC3, le prototype de chambre à dérive DC2, présenté dans le paragraphe précédent, ainsi que le prototype DC1 décrit dans le chapitre 3.

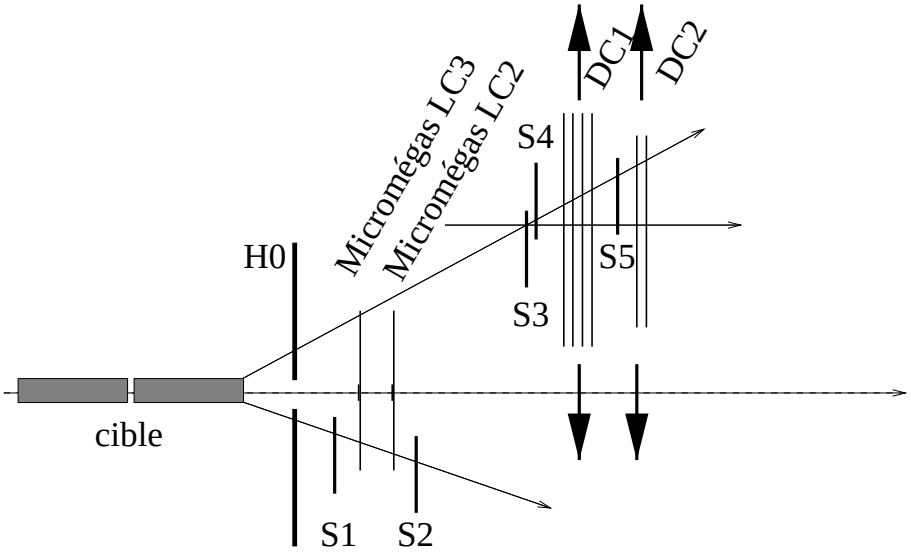


Figure 4.2: Dispositif expérimental utilisé sur le faisceau M2.Les lignes flèchées représentent la trajectoire des particules sélectionnées par les différents triggers. La ligne pointillée correspond au faisceau de muons.

Le dispositif est plus complexe que ceux employés pour les études menées sur T9 et T11 (paragraphe 3.3):

- Les deux détecteurs Micromégas LC2 et LC3 sont placés de façon à intercepter le faisceau de muons. Elles sont désactivées sur un disque de diamètre 5 cm correspondant au passage du faisceau (région des très petits angles).

- Les prototypes de chambre à dérive DC1 et DC2 sont décalées par rapport à l'axe du faisceau en raison de la valeur élevée du flux de particules incidentes à proximité du faisceau.

- Les symboles $S1$ à $S5$ représentent les scintillateurs utilisés pour le système de déclenchement (trigger). Deux triggers indépendants coexistent: le premier pour les particules émises à petit angle et traversant les détecteurs

Micromégas ($S1$ et $S2$); le second pour les particules émises à grand angle (ainsi que les particules du halo *lointain* du faisceau de muons) et traversant les chambres à dérive ($S3$, $S4$ et $S5$).

- Les chambres à dérive ainsi que les scintillateurs correspondants peuvent être déplacés horizontalement dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau ce qui permet d'explorer l'ensemble de la région dite des grands angles (LAT).

- Enfin le symbole $H0$ représente un ensemble de quatre scintillateurs larges, entourant le faisceau de muons et permettant la mesure du flux de particules incidentes émises à $r > 2.5$ mm de l'axe du faisceau.

Deux cylindres de polyéthylène sont placés de façon à intercepter le faisceau de muons. Ils sont de la même longueur que la cible polarisée de COMPASS, constituée de lithium deutéré et possèdent environ le même nombre de nucléons. Cette propriété permet de reproduire le nombre de diffusions profondément inélastiques attendues avec la cible nominale. Par contre le lithium deutéré et le polyéthylène ne possèdent pas les mêmes caractéristiques en terme de longueur de radiation x_0. x_0 129.3 cm pour le lithium deutéré, contre 47.9 pour le polyéthylène[13]. L'interaction du faisceau avec la cible étant principalement radiative, les flux mesurés en présence de la cible de polyéthylène au cours de ces tests sont donc surestimés par rapport à ceux de COMPASS. Cependant le facteur de correction est diffèrent du rapport entre le nombre de longueurs de radiation $\Lambda_{\text{rad}} = l/x_0$ pour les deux matériaux en raison d'éventuelles ré-absorbtions dans la cible des particules qui y sont produites.

4.1.3 Principe de la mesure

Pour mesurer les flux de particules incidentes dans la région du LAT, le prototype DC2 est déplacé horizontalement dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. La distance D le centre du prototype et le faisceau de muons varie entre +200 et +450 mm. Pour chaque position, le nombre de coups par seconde sur chaque fil de lecture du détecteur est enregistré pour une intensité de faisceau de muons donnée.

Un système de déclenchement aléatoire est utilisé. La lecture des TDC de toutes les voies est effectuée indépendamment du passage des particules. Aucune sélection concernant l'angle d'incidence et la position des particules traversant les détecteurs n'est effectuée. A chaque déclenchement, une porte temporelle de 1024 ns est ouverte, durant laquelle sont comptés les coups lus par chaque TDC. Dans ces conditions il n'y a aucun lien entre le temps lu par le TDC et le temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive, puisque le temps de passage

de la particule n'est pas connu. Les profils sont donc mesurés avec une précision égale à la taille de la cellule de dérive, soit 8 mm pour la première chambre du prototype DC2 et 7 mm pour la seconde.

Normalisation.

Le flux de particules chargées pour chaque fil de lecture de la chambre à dérive se déduit du taux *brut* de déclenchements du discriminateur correspondant à l'aide de la normalisation suivante:

$$\Phi_{\text{fil}}(\text{Hz}) = \frac{1}{N_{\text{trig}}.\Delta t_{\text{trig}}(\text{ns})} \times N_{\text{TDC}} \tag{4.1}$$

où N_{trig} est le nombre de triggers pendant la durée de l'acquisition, N_{TDC} le nombre de coups lus sur le TDC et Δt_{trig} la largeur de la porte temporelle ouverte à chaque trigger.

Pour pouvoir comparer les profils mesurés pour chaque position, il est nécessaire de rapporter chacune des mesures à un flux de muons incident unique Φ_μ^0. L'équation 4.1 devient alors :

$$\Phi_{fil}(\text{Hz}) = \frac{1}{N_{\text{trig}}.\Delta t_{\text{trig}}(\text{ns})} \times \frac{\Phi_\mu^0}{\Phi_\mu^{mes}} \times N_{\text{TDC}} \tag{4.2}$$

où Φ_μ^0 est le flux de référence et Φ_μ^{mes} le flux de muons moyen au cours de l'acquisition.

Sur M2, Φ_μ^{mes} est mesuré indépendemment par une chambre à ionisation placée en amont de la cible polarisée et de dimension 8×8 cm^2. Par ailleurs, il a été choisi de prendre $\Phi_\mu^0 = 10^8$ muons/s. Cette valeur est arbitraire dans la mesure où seul le nombre total de muons pendant la durée d'un déversement (*spill*) est une grandeur pertinente (paragraphe 1.3.2).

4.1.4 Résultats expérimentaux.

La figure 4.3 représente le flux de particules chargées par fil de lecture mesuré en l'absence de la cible de polyéthylène dans la région des grands angles ainsi que dans la partie périphérique de la région des petits angles (zone hachurée), Les particules détectées proviennent uniquement du halo du faisceau de muons (paragraphe 1.3.2). Chaque point correspond à une position de fil et représente une surface valant 1200×7 mm^2 (le premier chiffre est la longueur du fil et le second la largeur de la cellule de dérive). La dispersion entre les points de mesure

correspondant à la même position provient probablement des déclenchements dus au bruit électronique.

Comme attendu, le flux des particules du halo est symétrique par rapport à l'axe du faisceau, et croît lorsque l'on s'en approche.

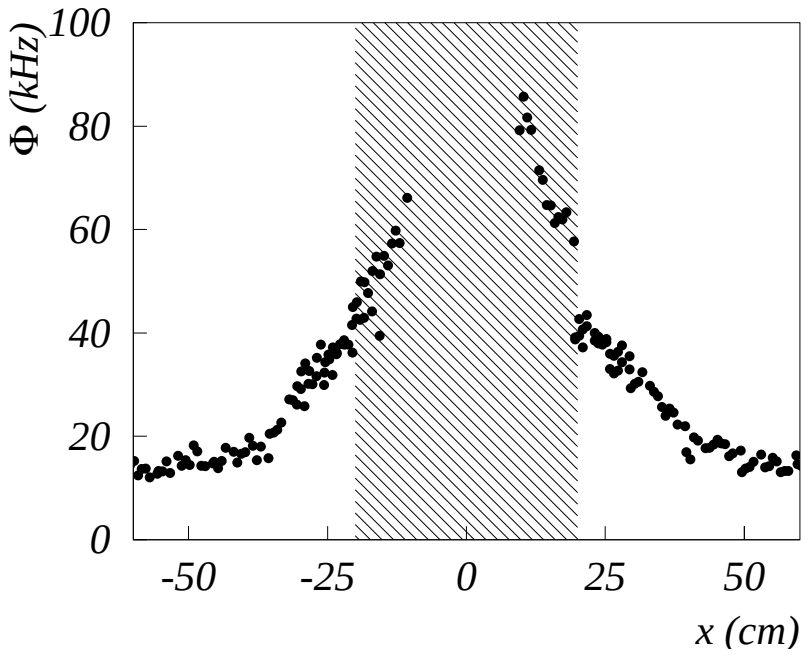


Figure 4.3: Flux de particules incidentes par fil mesuré pour le prototype DC2 provenant du halo du faisceau de muons. Un fil représente une surface de 7 × 1200 mm^2. L'intensité du faisceau vaut 10^8 muons/s.

La figure 4.4 représente le flux de particules chargées par fil de lecture en présence de la cible de polyéthylène. Les particules détectées proviennent à la fois du halo du faisceau de muons et de l'interaction du faisceau avec les noyaux de la cible. Deux distributions sont représentées:

- Les cercles vides correspondent aux flux par fil mesurés alors que l'aimant dipolaire SM1 est éteint. Il ne règne aucun champ magnétique dans la région et la trajectoire des particules est droite (à la diffusion multiple près). La distribution correspondante est symétrique par rapport à l'axe du faisceau.

- Les cercles pleins correspondent aux flux par fil mesurés alors que l'aimant dipolaire SM1 est en service. Les particules parvenant au niveau de la chambre à dérive subissent une déviation due au champ magnétique de fuite de cet aimant.

Les flux par fil en présence de la cible sont nettement supérieurs à ceux dus au halo du faisceau de muons.

La distribution de flux lorsque l'aimant SM1 est en service est décalée d'environ 1 cm dans le sens négatif, par rapport à la distribution en l'absence de champ magnétique[(1)]. Compte tenu du sens du champ magnétique de SM1 et de l'orientation de l'axe x, cette déviation indique que les particules détectées sont en majorité de charge négative. Il s'agit principalement des électrons libérés lors de l'interaction électromagnétique du faisceau avec la cible.

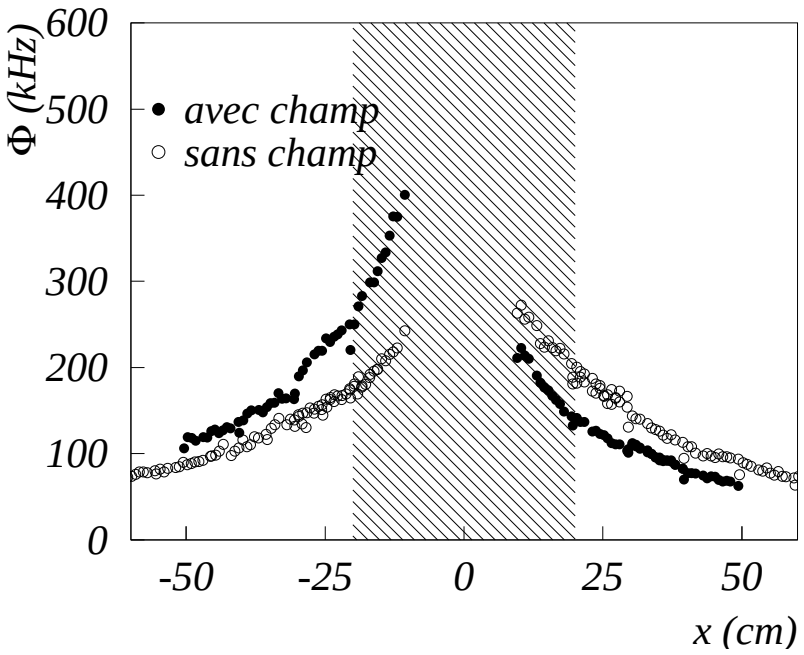


Figure 4.4: Flux de particules incidentes par fil mesuré pour le prototype DC2, en présence des deux cellules de la cible de polyéthylène. Un fil représente une surface de 7×1200 mm^2. L'intensité du faisceau vaut 10^8 muons/s.

En raison de ce décalage, la distribution du flux de particules est asymétrique par rapport à l'axe du faisceau. Il en résulte un accroissement du flux par fil maximal en bordure de la région des petits angles ($x = -20$ cm). Les flux par fil minimum et maximum pour chaque configuration ont été rassemblés dans le tableau 4.1. A titre de comparaison, la valeur maximale du flux par fil obtenu en présence de la cible et du champ magnétique de l'aimant SM1 ($\sim$ 300 kHz) est du même ordre que celle prévue dans les pailles à dérive de l'expérience ATLAS, sur l'accélérateur LHC, au CERN[26].

[(1)]Dans le référentiel de COMPASS, l'axe z est horizontal, orienté dans le sens du faisceau; l'axe y est vertical, vers le haut; l'axe x est horizontal, **de la droite vers la gauche**.

	$\Phi_{\min}$ (kHz) ($d = 50$ cm)	Φ_{max} (kHz) ($d = -20$ cm)
sans cible	15	50
avec cible sans champ	100	250
avec cible avec champ	100	300

Table 4.1: Flux par fil minimum et maximum sur le prototype DC2 dans la région du LAT, pour 10^8 muons/s.

Le prochain paragraphe décrit comment la valeur élevée du flux maximal par fil est susceptible d'affecter les performances des chambres à dérive de l'expérience COMPASS.

4.2 Efficacité de détection en fonction du flux incident.

4.2.1 Temps d'occupation et empilement des signaux.

La réponse de l'amplificateur-discriminateur utilisé pour identifier le passage d'une particule au voisinage d'un fil donné n'est pas instantanée. Un certain temps est notamment requis par le pré-amplificateur pour mettre en forme le signal (temps de mise en forme). Le discriminateur possède lui aussi un **temps mort** pendant lequel il lui est impossible d'émettre un second signal logique, quelle que soit la valeur du signal analogique en entrée de celui-ci. Il est par conséquent nécessaire d'introduire pour chaque particule incidente un temps d'occupation de l'électronique noté Δt pour rendre compte de ces limitations. Si les électrons induits par le passage d'une seconde particule parviennent au voisinage du même fil que la première au bout d'un temps inférieur à Δt, cette particule n'est pas détectée. Le signal correspondant est empilé à celui de la première particule.

Lorsque le flux de particules incidentes augmente, l'intervalle de temps moyen séparant le passage de deux particules au voisinage du même fil de lecture diminue. Il en résulte une perte d'efficacité due à l'empilement des signaux. L'efficacité de détection doit alors être corrigée pour prendre cet effet en compte:

$$e = e_0(1 - \Phi\Delta t) \tag{4.3}$$

où e_0 est l'efficacité de détection dans la limite ou le flux incident tend vers 0; Φ est le flux de particules incidentes par fil de lecture et Δt le temps d'occupation

moyen de l'électronique lors du passage d'une particule. Il correspond au temps mort de l'amplificateur-discriminateur. Le produit $\Phi\Delta t$ est appelé l'**occupation** du détecteur. L'équation 4.3 n'est valable que dans la mesure où $\Phi\Delta t \ll 1$.

4.2.2 Résultats expérimentaux pour l'amplificateur ASD8.

Temps de redéclenchement de l'amplificateur ASD8

Une façon simple de mesurer le temps mort de l'amplificateur-discriminateur ASD8 consiste à représenter la distribution des différences entre les temps successifs t_0 et t_1 enregistrés par la même voie d'amplificateur, pour un flux de particule élevé. Par définition,

$$t_1 - t_0 > \Delta t \tag{4.4}$$

Le temps de redéclenchement est donc la valeur minimale de cette distribution dans la limite ou le flux incident devient infini. La figure 4.5 représente la distribution obtenue pour un flux incident par fil (soit aussi par voie d'amplificateur) valant $\sim$ 900 kHz. Statistiquement, une exponentielle décroissante est attendue pour la distribution de $t_1 - t_0$. C'est ce qui est observé pour la région centrale de la figure 4.5. Le pic supplémentaire situé au niveau des petites valeurs est probablement dû à des déclenchements multiples du discriminateur pour les particules dont le signal induit est de grande amplitude. Par ailleurs la décroissance rapide pour les grandes valeurs de $t_1 - t_0$ provient du fait que dans cette région le temps t_1 se situe à l'extremité de la fenêtre du TDC (1024 ns).

Quoi qu'il en soit, le temps de redéclenchement de l'amplificateur ASD8 calculé à l'aide de la figure 4.5 vaut

$$\Delta t_{ASD8} \simeq 70 \text{ ns} \tag{4.5}$$

Mesure de l'efficacité de détection

La figure 4.6 représente l'efficacité de détection mesurée sur la vue X (fils verticaux) du prototype DC1 pour plusieurs valeurs du flux incident par fil, comprises entre 50 kHz et 900 kHz. La perte d'efficacité calculée pour un temps d'occupation par signal valant 70 ns (équation 4.3) est elle aussi représentée.

On constate que l'efficacité de détection décroît lorsque le flux incident augmente. De plus la décroissance est en parfait accord avec la loi prévue par l'équation 4.3.

Le flux par fil maximal attendu pour les chambres à dérive de l'expérience COMPASS est de l'ordre de 300 kHz. Compte tenu des résultats précédents, il correspond à une perte d'efficacité de 2.1 % sur le fil correspondant, situé en bordure

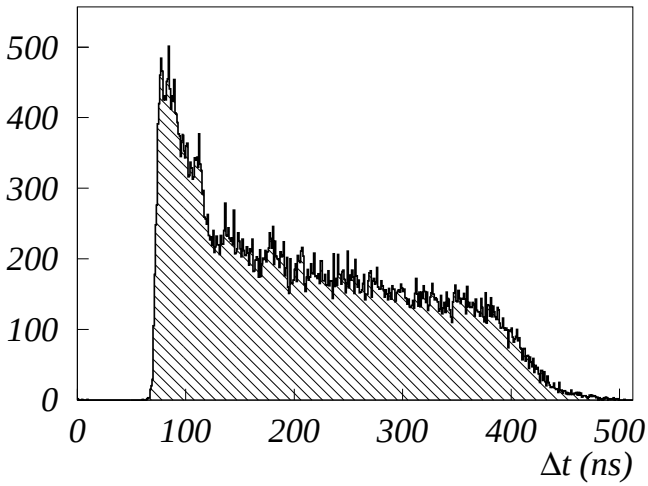


Figure 4.5: Distribution de la différence entre les temps successifs enregistrés par la même voie d'amplificateur. La valeur minimale de cette distribution correspond au temps de redéclenchement de l'amplificateur.

de la région des petits angles. Le flux par fil moyen sur la totalité de l'acceptance des chambres à dérive a été quant à lui estimé < 200 kHz, ce qui correspond à une perte d'efficacité moyenne < 1.4 %.

4.3 Réduction de la taille de la cellule de dérive.

4.3.1 Flux par fil et taille de la cellule de dérive.

La géométrie de la cellule de dérive du prototype DC1 (chapitre 3) est caractérisée par une distance inter-fils et une distance entre les plans de cathode valant 10 mm. Ce choix avait été effectué arbitrairement en se basant sur les chambres à dérive utilisées par d'autres expériences. Compte tenu du flux élevé de particules incidentes vu par les chambres de l'expérience COMPASS, il est intéressant de diminuer la distance inter-fils: à flux total constant sur le détecteur, le flux par fil varie proportionnellement avec cette distance.

Simultanément, il est souhaitable de diminuer aussi la distance entre les plans de cathodes afin de conserver une cellule de dérive carrée, ou proche du carré, ce qui, pour des raisons d'électrostatique, assure une meilleure linéarité de la relation RT.

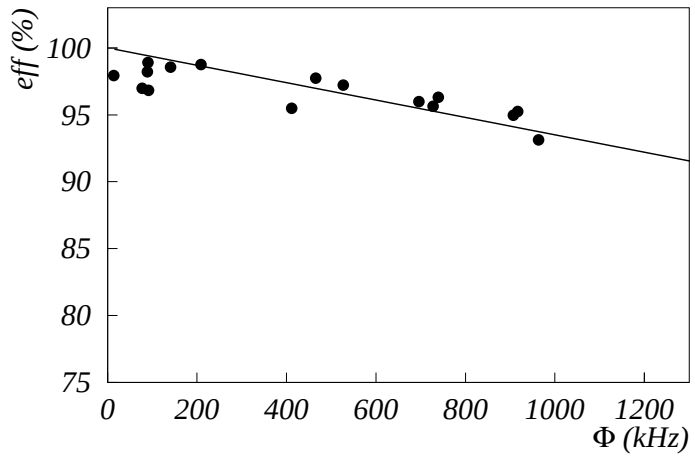


Figure 4.6: Variation de l'efficacité de détection du prototype DC1 en fonction du flux incident par fil sur le détecteur. La ligne pleine représente la perte d'efficacité calculée pour un temps d'occupation par signal valant 70 ns.

Il n'est pas possible de diminuer indéfiniment ces deux distances (inter-fils et inter-plans) pour plusieurs raisons:

- une réduction de la distance inter-plans s'accompagne d'une diminution du nombre moyen d'électrons primaires libérés lors du passage d'une particule dans le détecteurs (chapitre 2), ce qui en dégrade l'efficacité (paragraphe 3.5.4);

- une réduction de la distance inter-fils rend mécaniquement plus délicate l'opération de tissage des fils lors de la construction du détecteur. En outre nous verrons que cela a un effet négatif sur la résolution spatiale du détecteur (paragraphe 4.3.4). Enfin, pour une surface active égale, le nombre de voies augmente dans la même proportion ce qui accroît le coût du détecteur.

Ces considérations sont à l'origine de la géométrie des chambres du prototype DC2 ($7 \times 8\text{mm}^2$ pour la première chambre, 8×8 mm^2 pour la seconde).

Indépendamment de la diminution du flux de particules par fil, une réduction de la taille de la cellule de dérive a d'autres conséquences sur les propriétés du détecteur, décrites dans les prochains paragraphes.

4.3.2 Temps d'occupation des signaux.

La figure 4.7 représente la relation RT correspondant au mélange gazeux $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10 pour deux géométries de cellule de dérive: celle du prototype DC1, soit 10×10 mm^2 et celle de la première chambre du prototype DC2, soit 7×8 mm^2.

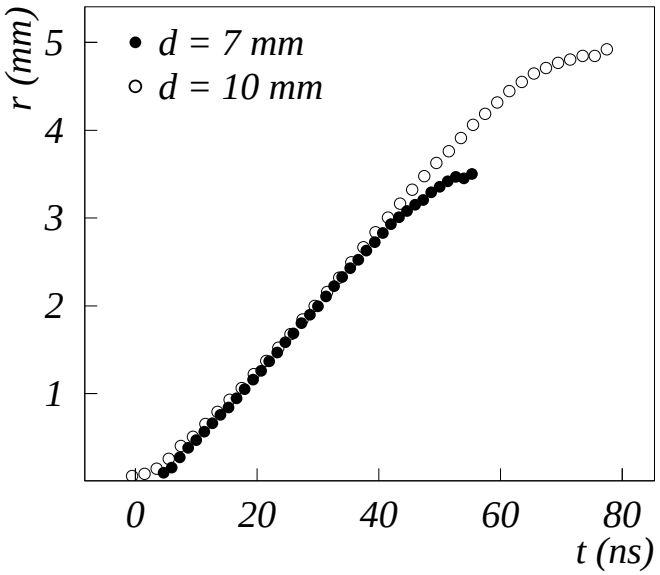


Figure 4.7: Relation RT du mélange gazeux $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10 pour deux géométries de cellule de dérive. Le gain du détecteur vaut environ 2.10^4.

La distance inter-fils étant plus faible pour la seconde géométrie, le temps de dérive maximal des électrons diminue. La relation RT couvre un intervalle de temps plus étroit. Par contre son allure n'est pas modifiée et la vitesse de dérive correspondant à la région linéaire est la même, ce qui est naturel.

La diminution du temps de dérive maximal des électrons a un effet positif sur le fonctionnement du détecteur. Il permet de réduire la fenêtre en temps ouverte à chaque trigger et correspondant au passage des particules corrélées en temps avec celui-ci. Le nombre de particules fortuites traversant le détecteur pendant cette fenêtre étant proportionnel à sa largeur, il diminue lui aussi, ce qui facilite la reconstruction des trajectoires dans le détecteur.

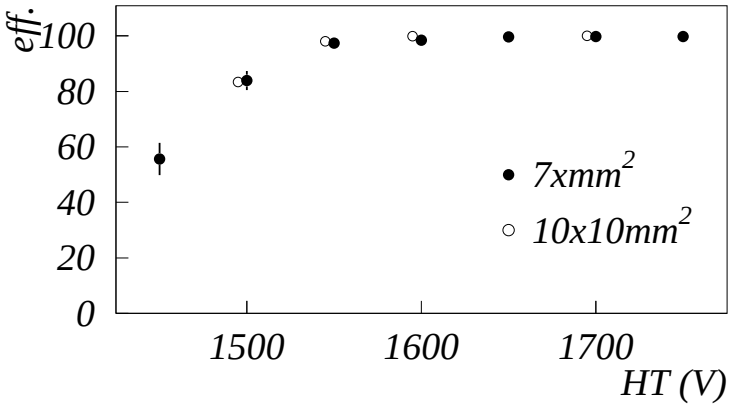


Figure 4.8: Efficacité de détection en fonction de la haute tension pour deux géométries de cellule de dérive.

4.3.3 Efficacité de détection.

Comme l'indique la figure 4.8 l'efficacité de détection de la chambre à dérive n'est pas affectée par la réduction des distances inter-fils et inter-plans, ceci malgré la diminution du nombre moyen d'électrons primaires libérés dans le gaz lors du passage d'une particule.

4.3.4 Résolution spatiale.

La figure 4.9 représente les variations de la résolution spatiale moyenne du détecteur en fonction de la haute tension dans le mélange $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10 pour les deux géométries de cellule de dérive.

Pour les petites tensions, la résolution est plus élevée pour la petite cellule (7×8 mm^2). La différence diminue lorsque la tension augmente, jusqu'à s'annuler. Cette propriété provient sans doute du fait qu'un plus petit nombre d'électrons primaires est crée dans 8 mm (distance inter-plans) que dans 10 mm si bien que la contribution à la résolution correspondant aux fluctuations du signal est plus grande. Cette contribution est importante pour les petites valeurs de la haute tension, puis elle s'atténue lorsque la tension augmente et devient négligeable devant les autres contributions (paragraphe 3.5.6).

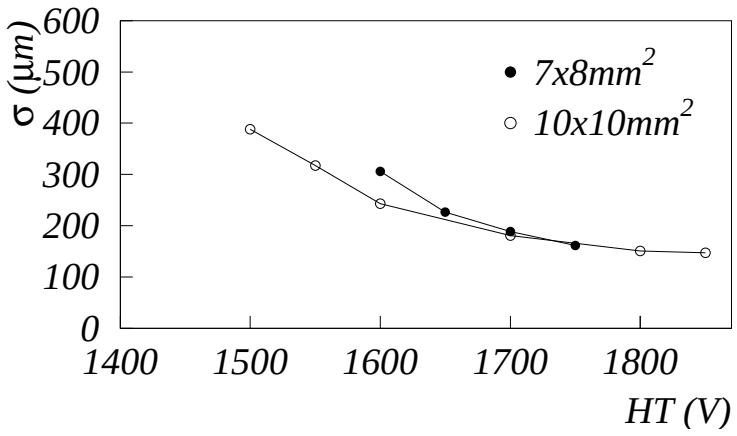


Figure 4.9: Résolution spatiale en fonction de la haute tension pour deux géométries de cellule de dérive.

4.3.5 Conclusion

Compte tenu des résultats précédents, une géométrie de 7×8 mm^2 a été adoptée pour la cellule de dérive des chambres de COMPASS. Elle permet une réduction de 30 % du flux incident par fil de lecture, ainsi que du temps de dérive maximal des électrons (il passe de ~ 80 ns à ~ 60 ns), sans détériorer les performances du détecteur. Naturellement, il résulte de cette modification une augmentation du nombre de fils de lecture et de voies d'électronique dans les mêmes proportions.

4.4 Désactivation du détecteur dans la région des petits angles (SAT).

Comme l'indiquent les figures 4.3 et 4.4, le flux croît fortement lorsque la distance à l'axe du faisceau, R, diminue, ce qui justifie l'utilisation de détecteurs différents selon l'angle d'émission des particules incidentes. Pour $R < 200$ mm (région des *petits angles*, ou SAT), la détection des particules chargées est assurée par les détecteurs Micromégas, et les chambres à dérive sont désactivées, c'est à dire que leur efficacité de détection y est proche de zéro. Ce paragraphe décrit la façon dont la désactivation est réalisée pour les chambres à dérive de COMPASS et présente les études expérimentales réalisées pour valider le procédé choisi.

4.4.1 Principe de la désactivation.

Désactivation *réversible*.

Plusieurs techniques permettent de désactiver une région d'un détecteur gazeux. Elles peuvent être classées en deux catégories:

- désactivation permanente;
- désactivation réversible.

Dans le second cas, l'utilisateur se réserve la possibilité de réactiver la région concernée, c'est à dire d'y faire passer l'efficacité de détection d'une valeur proche de 0 à une valeur proche de 100 %.

Sur COMPASS, les chambres à dérive seront désactivées de façon réversible. La principale raison de ce choix réside dans la nécessité d'aligner les détecteur les uns par rapport aux autres lors de la calibration du spectromètre.

Pour effectuer l'alignement, un faisceau de basse intensité est employé, le champ magnétique des aimants SM1 et SM2 est interrompu, et la cible retirée. Les particules du faisceau ont alors une trajectoire droite (à la diffusion multiple près). En comparant les positions des coups lus sur les détecteurs traversés par la même particule, il est alors possible de corriger précisément les erreurs d'alignement effectuées lors de l'installation des détecteurs. Dans la pratique, cette correction est effectuée pas à pas, c'est à dire en alignant chaque détecteur par rapport à ceux qui lui sont proches, le long du faisceau.

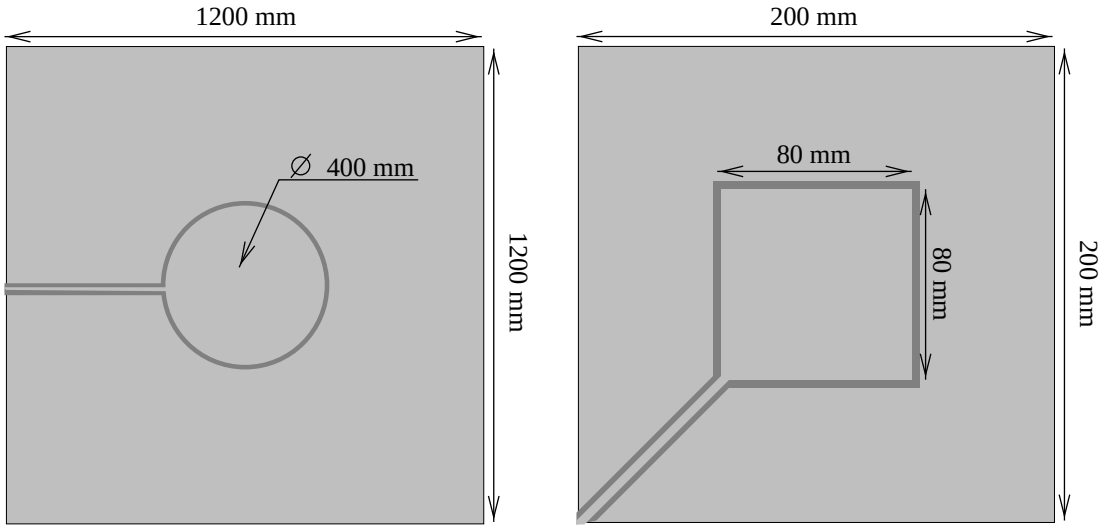
Pour pouvoir aligner les chambres à dérive par rapport aux détecteurs Micromégas ou aux fibres scintillantes de la région des très petits angles (VSAT), il faut une zone de détection commune. Cela nécessite de pouvoir réactiver les chambres dans la région centrale.

Segmentation des plans de cathode.

La solution retenue consiste à segmenter les plans de cathodes des chambres à dérive en deux parties:

- une partie centrale formant un cercle de 40 cm de diamètre centré sur le faisceau, correspondant au SAT et au VSAT;
- une partie périphérique couvrant le reste de l'acceptance. C'est la partie active du détecteur.

La figure 10.(a) représente schématiquement ce dispositif.



(a) Chambres à dérive finales (b) Prototype de chambre à dérive DC1

Figure 4.10: Schéma de segmentation des plans de cathode des chambres à dérive. Les deux régions sont alimentées par des tensions indépendantes. La partie centrale peut être désactivée.

Les deux parties des plans de cathode sont alimentées par des tensions indépendantes. Dans la partie périphérique, la tension appliquée, notée V_{100}, garantit une efficacité de détection proche de 100 %. Dans la partie centrale, la tension appliquée, notée V_0, est plus faible, de façon à empêcher l'amplification des électrons primaires, ce qui rend le détecteur inefficace. Pour réactiver la partie centrale il suffit d'y appliquer la tension nominale.

Pour alimenter la partie centrale avec une tension différente, une bande est prévue sur le plan de cathode, traversant la partie périphérique. Cette bande est désactivée au même titre que la partie centrale. En outre il est nécessaire de ménager une séparation isolante entre les deux régions afin d'éviter la présence de décharges d'une région à l'autre, dues à la différence de potentiels. La bande inactive et la séparation isolante représentent une zone morte dans la région active des chambres à dérive. La largeur totale de la bande d'alimentation de la tension V_0 et de la séparation isolante vaut 25 mm.

Champ électrique dans la région inactive.

Au centre de la chambre, les fils de champ traversent à la fois la région active et la région inactive. Il n'est évidemment pas possible d'appliquer deux tensions différentes sur le même fil, et de ce fait, ces fils sont portés à la tension nominale.

Dans la région inactive, la configuration du détecteur est donc la suivante:

- fils de lecture: $V = 0$;
- fils de champ: $V = V_{100}$;
- plans de cathode: $V = V_0$;

La figure 4.11 représente le champ électrique maximal dans une cellule de dérive en fonction de la tension des plans de cathode, alors que la tension des fils de champ reste constante ($V_{\text{fil}} = V_{100} = -1800$ V). Il correspond aux points situés au voisinage immédiat du fil de lecture. Cette courbe à été obtenue à l'aide de GARFIELD pour une cellule de dérive identique à celle du prototype DC1 (figure 3.1). A titre de comparaison, le champ électrique est aussi représenté dans le cas où les tensions des fils et des plans sont diminuées simultanément.

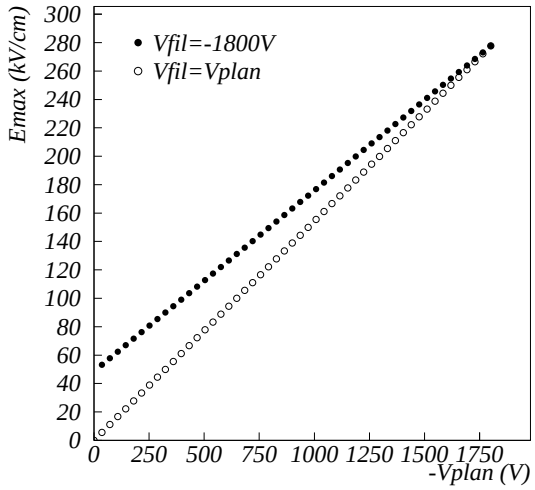


Figure 4.11: Champ électrique maximal en fonction de la tension des plans de cathode pour une cellule de dérive de 10 mm.

Dans les deux cas, le champ électrique dépend linéairement de la tension appliquée sur les plans de cathode. Dans le cas où $V_{\text{plan}} = V_{\text{fil}}$, il vaut 0 à tension nulle, comme attendu. Dans le cas où V_{fil} est maintenu constant, il reste un champ

résiduel non nul ($E_{\min} \simeq 50$ kV/cm. Cette valeur équivaut à $V_{\text{plan}} = V_{\text{fils}} = 310$ V, tensions pour lesquelles l'efficacité de détection est très faible devant 1. Il semble donc possible de diminuer l'efficacité de détection des chambres à dérive dans la région centrale en diminuant la tension appliquée sur la partie correspondante des plans de cathode. Les paragraphes suivants se proposent de quantifier expérimentalement cette baisse d'efficacité, puis d'étudier le fonctionnement du détecteur dans la zone de transition entre la région active et la région inactive. Enfin, ce principe de désactivation a été étudié dans des conditions proches de celles attendues sur COMPASS, et j'en montrerai les performances.

Le prototype DC1 (paragraphe 3.2), est employé pour effectuer ces mesures. La figure 10.(b) représente la segmentation des plans de cathode de ce prototype: la zone centrale est carrée et mesure 8×8 cm^2; la zone périphérique mesure 20×20 cm^2. Le détecteur est équipé de fils de lectures et de fils de champ sur une surface valant 16×16 cm^2.

4.4.2 Contrainte sur l'efficacité de la désactivation

Sur COMPASS, pour un flux de muons valant 10^8 Hz, le flux total attendu dans la partie active du détecteur est estimé à 4.10^7 Hz. Le détecteur sera considéré inactif si le nombre de coups lus dans la région centrale contribue pour moins de 1 % au nombre total de coups lus (région inactive + région active). On en déduit une limite maximale à l'efficacité tolérée dans la région centrale:

$$e_{\max} = 10^{-2} \times 4.10^7/10^8 = 4 \times 10^{-3} \ (0.4\ \%) \tag{4.6}$$

4.4.3 Efficacité de désactivation.

La désactivation de la région centrale du prototype DC1 a été étudiée sur la ligne de faisceau T9 au CERN en Juillet 1999. L'efficacité de détection du prototype est mesurée pour des valeurs décroissantes de V_0, tension appliquée à la région centrale des plans de cathode. La tension appliquée aux fils de champ était maintenue constante: $V_{100} = -1800$ V.

Pour effectuer cette mesure, le prototype DC1 est placé de façon à ce que la zone couverte par les scintillateurs du système de déclenchement (*trigger*) soit entièrement incluse dans la région centrale (désactivée) du détecteur.

L'efficacité de détection est déterminée de la façon décrite au paragraphe 3.5.4, c'est à dire en utilisant les traces des particules calculées à l'aide des détecteurs Micromégas comme référence. Elle est représentée sur la figure 4.12, pour une tension appliquée au plan de cathode variant entre $V_0 = -900$ V et $V_0 = -1700$ V.

L'efficacité est représentée en échelle logarithmique afin de souligner le comportement du détecteur pour les faibles valeurs de V_0.

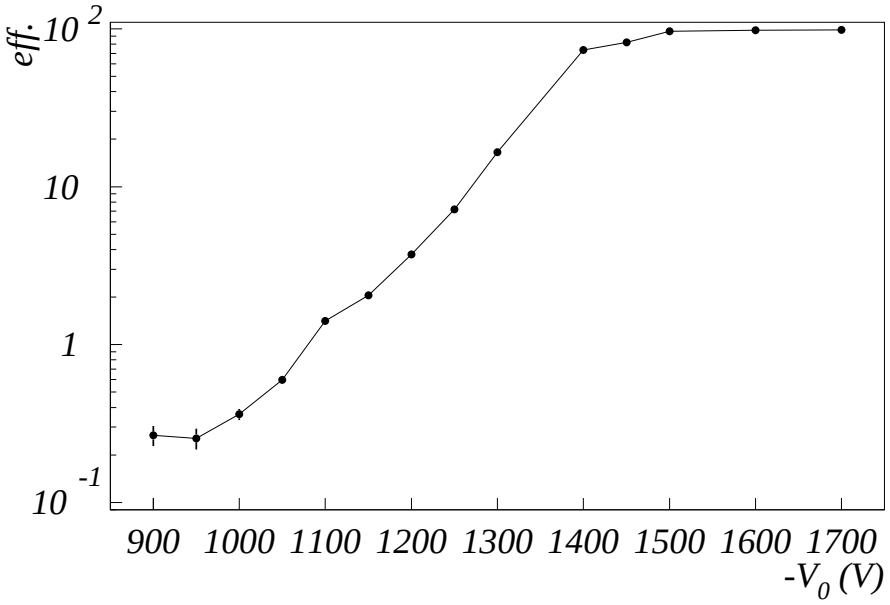


Figure 4.12: Efficacité de détection dans la région centrale du prototype DC1 en fonction de la tension V_0 appliquée sur la partie correspondante des plans de cathode. Les autres tensions (fils de champ et partie périphérique des plans de cathode) valent -1800 V.

L'efficacité diminue rapidement lorsqu'on décroît la tension des plans de cathode: entre $V_0 = -1400$ V et $V_0 = -1100$ V elle chute de deux ordres de grandeur. A $V_0 = -1000$ V, elle est inférieure à 0.4 %.

Pour des raisons électrostatiques, il est souhaitable d'avoir une différence de tension minimale entre la partie inactive et la partie active du détecteur. Une tension V_0 de -1000V semble satisfaisante compte tenu de l'efficacité maximale tolérée (paragraphe 4.4.2).

4.4.4 Transition de la zone inactive à la zone active.

Dans la zone de transition entre la région centrale (désactivée) et la région périphérique du détecteur, l'efficacité passe de 0 à 100 %. Ce paragraphe a pour objectif d'établir sur quelle distance a lieu cette transition. Les mesures correspondantes ont été effectuées sur la ligne T9 du CERN. Le prototype DC1 a été décalé verticalement de façon à ce que la surface couverte par les scintillateurs

constituant le trigger soit à cheval sur les deux régions . L'efficacité de détection est alors mesurée en fonction de la coordonnée verticale y de la position de la particule lorsqu'elle traverse le détecteur. La coordonnée y est calculé à partir des coups lus sur les détecteurs Micromégas constituant le télescope.

La figure 4.13 représente l'efficacité de détection en fonction de y pour différentes valeurs de V_0, tension appliquée à la partie centrale des plans de cathode.

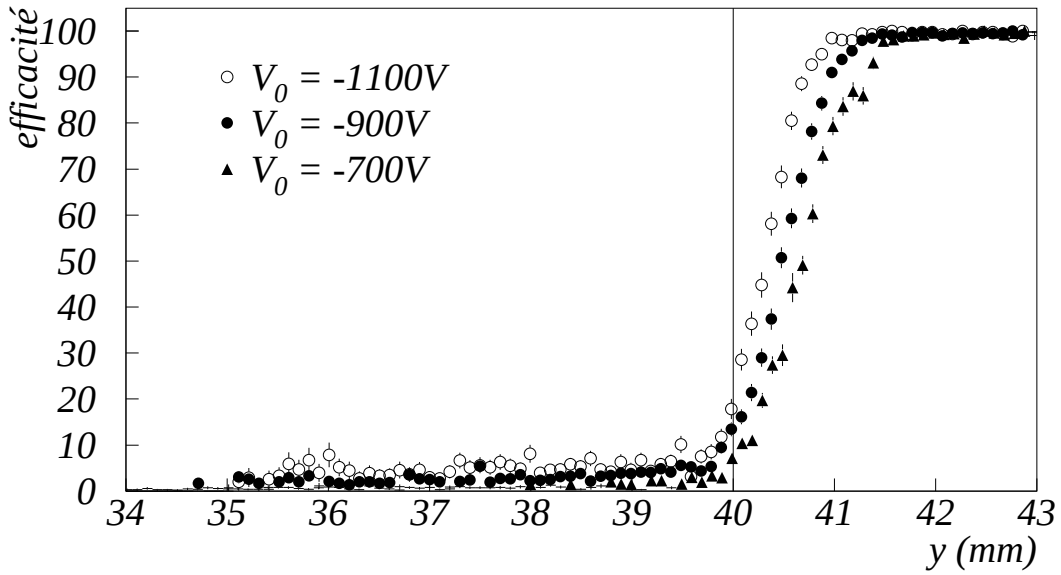


Figure 4.13: Efficacité de détection au passage de la transition entre la partie active et la partie désactivée du prototype DC1. La coordonnée verticale y est mesurée par rapport au centre de la chambre. La tension V_0 est appliquée à la partie centrale (désactivée) des plans de cathode. La ligne verticale marque la limite entre la région active (à droite) et la région inactive (à gauche).

Dans la région active, l'efficacité de détection atteint 100 % au bout d'une distance d'autant plus longue que la tension de désactivation V_0 est faible. Pour $V_0 = -700$ V, cette distance est inférieure à 2 mm.

Dans la région inactive, l'efficacité décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone de transition. Immédiatement après la transition, il subsiste une efficacité résiduelle d'autant plus faible que V_0 est faible. Il n'est pas possible de mesurer l'efficacité de détection au delà d'une distance à la transition supérieure à 5 mm car le nombre de particules passant dans cette région est trop faible.

4.4.5 Désactivation dans un environnement réaliste.

La désactivation du détecteur a également été caractérisée au cours d'une campagne de tests effectuée sur la ligne de muons M2 de COMPASS. Le prototype DC1 est placé à la position nominale des chambres de COMPASS, de façon à ce que le faisceau le traverse à proximité de son centre. Comme l'acceptance totale de DC1 est inférieure à celle prévue pour la région centrale des futures chambres, le prototype doit être entièrement désactivé. La configuration de tensions est donc la suivante:

- fils de lecture: $V = 0$;
- fils de champ: $V = V_{100} = -1800$ V;
- plans de cathode (région centrale + région périphérique): $V = V_0$;

L'intensité du faisceau de muons vaut environ 10^8 muons/déversement, soit 5×10^7 Hz, ce qui correspond à la moitié du flux de muons maximal attendu sur COMPASS. Le faisceau traverse une cible de polyéthylène reproduisant les propriétés de la future cible de COMPASS.

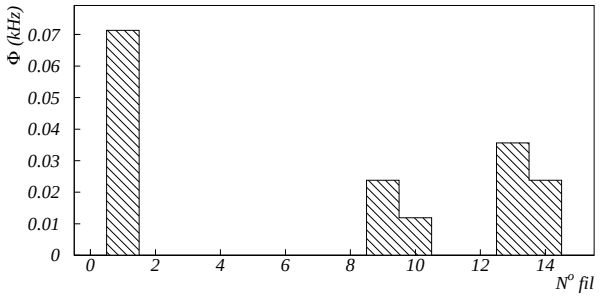
Sur M2, l'intensité du faisceau est mesurée de façon indépendante par une chambre à ionisation placée en aval de la cible.

La distribution du nombre de coups lus par seconde et par fil de lecture a été mesurée pour différentes valeurs de V_0, à l'aide d'un *trigger* aléatoire. Elle correspond à la distribution de flux de particules *détectées* par la chambre à dérive.

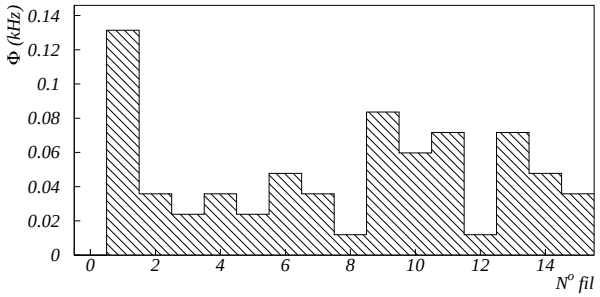
La figure 4.14 représente les distributions du taux de déclenchements par fil mesurées pour V_0 compris entre -500 V et -1200 V. Lorsque V_0 augmente, on observe une transition entre les comportements suivants:

- pour $-V_0 \leq 900$ V les taux mesurés semblent distribués aléatoirement sur les différents fils. En outre toutes les valeurs sont du même ordre de grandeur. Ceci indique que les coups lus sur les TDC correspondent en majorité à des déclenchements dus au bruit électronique.
- pour $-V_0 > 900$ V les flux mesurés présentent un profil caractéristique du faisceau de muons. Ceci indique que l'efficacité de détection devient significative et que les coups dus au faisceau ne sont plus négligeables devant ceux dus au bruit.

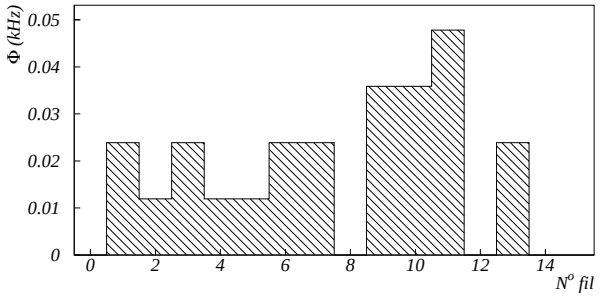
Une estimation de l'efficacité de détection *résiduelle*, e_{res}, est donnée par le rapport du flux total vu par le prototype sur le flux de muons donné par la chambre à ionisation. Cette estimation est valable dans la mesure où



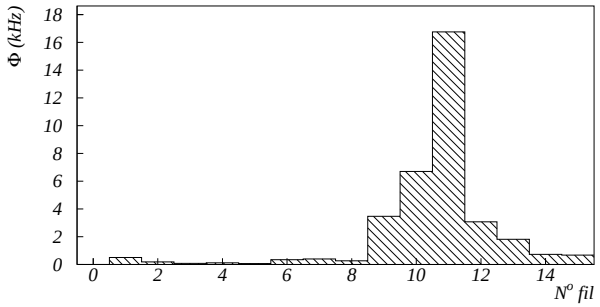
(a) $V_0 = -500$V



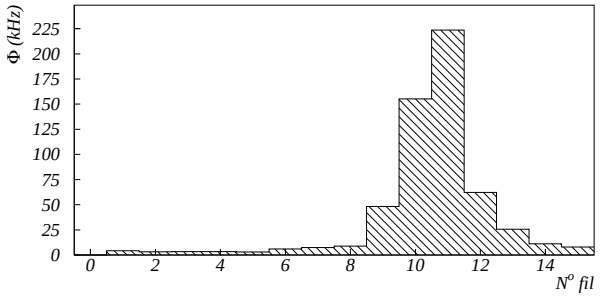
(b) $V_0 = -700$V



(c) $V_0 = -900$V



(d) $V_0 = -1100$V



(e) $V_0 = -1200$V

Figure 4.14: Flux incident par fil de lecture du prototype DC1 pour différentes valeurs de tension des plans de cathode. Le faisceau de muons est décalé du centre du détecteur de 35 mm horizontalement.

V_0	e_{res} (%)	α
-500V	3.2×10^{-4}	8.0×10^{-6}
-700V	1.5×10^{-3}	3.7×10^{-5}
-900V	5.4×10^{-4}	1.3×10^{-5}
-1100V	$\mathbf{8.6 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{2.2 \times 10^{-3}}$
-1200V	1.12	2.8×10^{-2}

Table 4.2: Désactivation du détecteur dans la région du SAT. e_{res} est l'efficacité de détection *résiduelle*; α le rapport estimé entre les coups attendus dans la région désactivée des futurs détecteurs et ceux attendus dans la région active.

1. tous les muons du faisceau traversent le détecteur;
2. la contribution des particules provenant de la cible est négligeable devant celle des muons du faisceau;
3. le taux de déclenchement dû au bruit électronique est négligeable devant celui dû au faisceau.

Au regard des figures 14.(d) et 14.(e) , la première hypothèse semble justifiée. En ce qui concerne les hypothèses 2 et 3, elles conduisent toutes les deux à surestimer e_{res}.

Le flux total attendu dans la partie active est estimé 4×10^7 Hz, pour 10^8 muons/s. Il est alors possible d'évaluer la contribution α du flux résiduel dans la région désactivée des futures chambres à dérive au flux total dans la région active: $\alpha = e_{\text{res}} \times 10^8 / 4.10^7$. Les valeurs de e_{res} et de α calculées pour chaque tension V_0 sont rassemblées dans le tableau 4.2.

4.4.6 Conclusion

Les résultats présentés dans ce paragraphe valident le procédé adopté pour désactiver la région centrale (correspondant aux *petits angles* et aux *très petits angles*) des futures chambres de COMPASS. Les plans de cathodes seront segmentés en deux régions: dans la région périphérique, active, ils seront portés à la tension nominale de -1800 V, comme les fils de champ; dans la région centrale, ils seront portés à une tension de -1000 V. L'efficacité de détection dans la région centrale vaut alors environ 0.1 %.

Ce procédé a été testé avec succès dans une environnement proche de celui de COMPASS. L'accroissement de flux dû à l'efficacité résiduelle dans la région désactivée des futures *grandes* chambres a été estimé inférieur à 0.2 % (tableau 4.2).

Enfin la zone de transition entre la région active et la région désactivée a été caractérisée précisément: du côté actif, l'efficacité atteint 100 % au bout d'une distance inférieure à 2 mm; du côté inactif, l'efficacité décroît de 5 % à $\sim$ 0 % sur une distance de l'ordre de 5 mm.

Il existe des procédés alternatifs pour désactiver localement une chambre à dérive. Il est par exemple possible d' *épaissir* les fils de lecture à l'aide d'une résine. Au voisinage de ces fils, comme le champ électrique varie en $1/r$ où r est la distance au fil, il sera d'autant plus faible que le fil est épais, ce qui permet d'empêcher localement l'avalanche. Le désavantage de cette méthode par rapport à celle que nous avons employé est de désactiver le détecteur de façon définitive. En outre, elle s'avère techniquement plus compliquée.

Le principal inconvénient de la méthode de désactivation que nous avons employé est l'introduction d'une *zone morte* dans la région active, due à la nécessité de la région désactivée à la tension V_0 (figure 10.(a)). La largeur totale prévue pour la bande d'alimentation de V_0 vaut 25 mm. La zone morte représentera alors une fraction α de la surface active du détecteur valant:

$$\alpha = \frac{25 \times 400}{(1200 \times 1200) - (400 \times 400)} = 7.8 \times 10^{-3} \ (0.78\ \%) \qquad (4.7)$$

Sur l'expérience COMPASS, les chambres à dérive seront regroupées en *stations* constituées de 8 chambres. Les positions des bandes d'alimentation de V_0 seront choisies de façon à éviter tout recouvrement d'une chambre à l'autre, au sein d'une même station. Cela permettra de minimiser l'effet de ces zones mortes sur l'efficacité de reconstruction.

Chapitre 5

Reconstruction de la trajectoire des particules dans une station de chambres à dérive: simulation.

Les chapitres précédents présentaient l'ensemble des mesures expérimentales effectuées afin d'optimiser les paramètres des futures chambres à dérive de COMPASS. Ces mesures, réalisées à l'aide de prototypes de petites dimensions, ne permettent pas de définir toutes les caractéristiques des chambres. Par exemple, la géométrie d'une station complète ne peut être étudiée de cette façon. Cela nécessiterait en effet la fabrication d'une série de prototypes aux dimensions nominales, ce qui n'est pas réaliste. **L'objet de ce chapitre est de compléter l'étude précédente en simulant une station complète, de dimensions nominales, dans des conditions aussi proches que possible de celles de l'expérience COMPASS**.

5.1 Dispositif expérimental simulé.

5.1.1 Disposition des détecteurs.

Les détecteurs de particules du spectromètre de COMPASS sont généralement organisés en stations identiques constituant des unités indépendantes et comportant plusieurs détecteurs du même type. Chaque station doit permettre de reconstruire, événement par événement, la position et les angles de la trajectoire des toutes les particules corrélées en temps avec le trigger. La combinaison des points obtenus de cette façon sur l'ensemble du spectromètre permet de calculer les paramètres de cette trajectoire (les angles d'émission au niveau du vertex,

l'impulsion et la charge de la particule correspondante).

Il a été décidé d'équiper la région située entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire SM1 de trois stations de chambres Micromégas pour la détection des particules émises à petit angle et deux stations de chambres à dérive pour la détection de particules émises à grand angle.

Le choix du nombre de stations résulte des contraintes de coût (nombre total de chambres) et d'occupation spatiale des différents détecteurs dans la direction de l'axe du faisceau. Pour un nombre total de détecteurs constant, deux stratégies peuvent être adoptées:

1. La réalisation d'un petit nombre de stations, pourvues chacunes d'un grand nombre de détecteurs. Un minimum de deux stations est nécessaire pour définir une trajectoire.

2. La réalisation d'un grand nombre de stations pourvues chacunes d'un petit nombre de détecteurs. Pour une station de chambres à dérive un minimum de cinq chambres à dérives est nécessaire pour assurer la reconstruction de chaque point (position et angles, soit quatre paramètres).

La première stratégie a été adoptée pour les chambres à dérive pour des raisons mécaniques, car chaque station possède une épaisseur minimale importante, due aux cadres raidisseurs assurant la tension des fils (fils de lecture et fils de champ). A cette épaisseur s'ajoute celle des détecteurs (environ 1 cm par chambre).

5.1.2 Description d'une station de chambre à dérive.

Chaque station de chambres à dérive possède une surface active valant 1200×1200 mm^2 et est constituée de 8 chambres à dérive accolées, d'orientations différentes. Les chambres à dérive ne couvrent pas la partie centrale de l'acceptance du spectromètre, où les flux prévus sont trop importants pour qu'un détecteur de ce type y fonctionne correctement. Pour cette raison elles sont désactivées sur une zone circulaire de diamètre 400 mm, centrée sur le faisceau de muons. Dans cette région, dite des petits angles, la détection est assurée par les chambres Micromégas (chapitre 1).

Une station est organisée en doublets de chambres à dérive. Quatre doublets sont prévus par station:

- deux chambres X aux fils horizontaux, mesurant la coordonnée verticale, y;

- deux chambres Y aux fils verticaux, mesurant la coordonnée horizontale, x;
- deux chambres U inclinés d'un angle $+\alpha$ par rapport à la verticale;
- deux chambres V inclinés d'un angle $-\alpha$ par rapport à la verticale.

La figure 5.1 représente la vue en coupe de deux chambres à dérive constituant un doublet. Le choix de la géométrie de la cellule de dérive découle des résultats expérimentaux décrits au paragraphe 4.3: deux plans graphités espacés d'une distance de 8 mm constituent les cathodes; les fils de lecture, situés entre les cathodes planes sont placés au potentiel 0 via l'électronique frontale; enfin les fils de champ sont situés entre les fils de lectures. Dans la partie active du détecteur, les plans graphités et les fils de champ sont portés au même potentiel.

Les fils de lecture, tout comme les fils de champ sont espacés de 7 mm. Parmi les électrons libérés dans le détecteur lors du passage d'une particule chargée, seuls sont détecté ceux situés à proximité du plan des fils (paragraphe 3.5.5). Pour cette raison, la distance moyenne maximale de dérive des électrons vaut 3.5 mm.

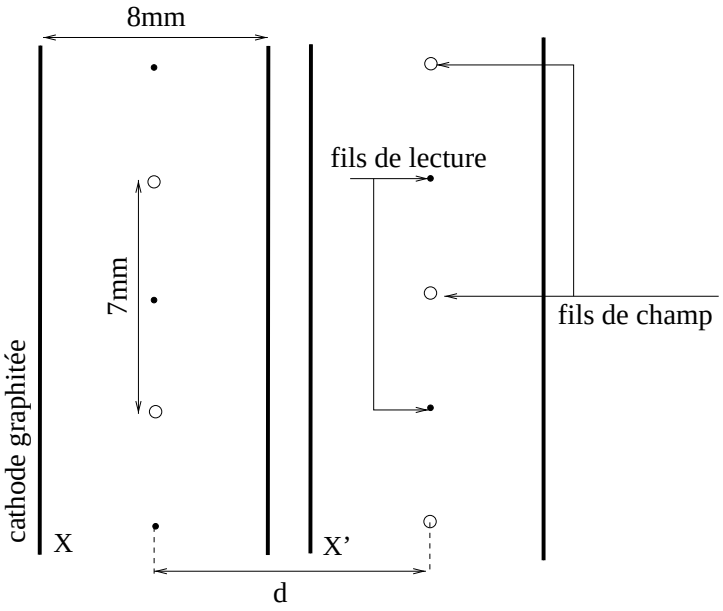


Figure 5.1: Géométrie des chambres à dérive simulées. Deux chambres constituant un doublet sont représentées. Leurs fils de lecture sont décalés d'une demi cellule de dérive (soit 3.5mm).

Les chambres à dérive de chaque doublet mesurent la même coordonnée mais sont décalées d'une demi-cellule afin de permettre la levée des ambiguïtés droite/gauche (paragraphe 2.7).

Au sein d'une même station, les chambres à dérive sont espacées les unes des autres d'une distance $d \geq 8$ mm (figure 5.1).

5.1.3 Simulation d'un échantillon réaliste de traces incidentes.

La station de chambre à dérive décrite au paragraphe précédent a été soumise à un flux de particules chargées semblable à celui attendu sur COMPASS. Il se compose de deux parties: un flux de particules corrélées en temps avec le trigger et un flux de particules décorrélées (*bruit de fond*).

Particules corrélées

La partie corrélée en temps avec le trigger est constituée d'événements profondément inélastiques. Ils ont été simulés à l'aide de LEPTO et propagés jusqu'à la station à l'aide de COMGEANT, le code de simulation GEANT reproduisant l'ensemble du spectromètre de COMPASS. Aux particules *primaires*, c'est à dire issues de la diffusion profondément inélastique d'un muon sur un nucléon de la cible de COMPASS, s'ajoutent des particules *secondaires* dues aux désintégrations ou interactions (principalement radiatives) des premières avec la matière présente dans la cible ou dans le spectromètre.

Bruit de fond

Mesure expérimentale du bruit de fond:

Le bruit de fond a été mesuré dans des conditions réalistes lors d'une étude effectuée en septembre 1999 sur la ligne de muons M2 du CERN. Une cible de polyéthylène de 2.7 longueurs de radiation a été employée pour simuler la cible de lithium deutéré de COMPASS. Le flux de muons du faisceau valait 10^8 muons/s et leur énergie moyenne, 100 GeV. Le prototype DC2 dont la cellule de dérive est identique à celle des détecteurs finaux (paragraphe 4.3) a été utilisé.

Cette étude est incomplète dans la mesure ou la nature et l'énergie des particules n'a pas été mesurée, car l'utilisation du seul prototype DC2 ne le permet pas[(1)]. En outre, pour des raisons de symétrie, seule une partie de l'acceptance des

[(1)] pour identifier les particules incidentes et mesurer leur énergie, la totalité du spectromètre de COMPASS est nécessaire, ce dont nous ne disposions pas à l'époque.

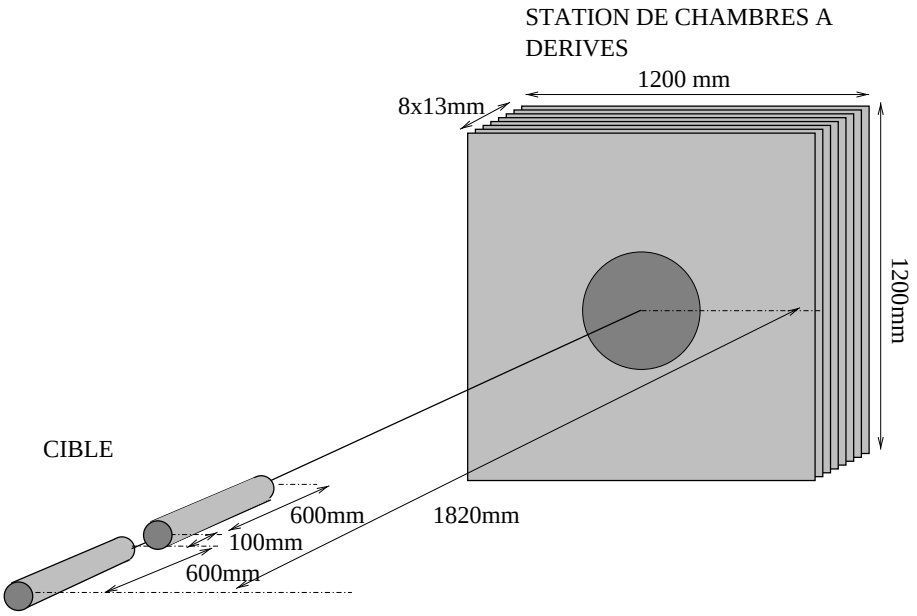


Figure 5.2: Dispositif expérimental simulé utilisé pour reproduire les mesures effectuées en septembre 1999 sur la ligne de muons M2 au CERN.

futures chambres à dérive a été couverte. Elle correspond à $x \in [+200, +600\,\text{mm}]$, où x est la coordonnée horizontale. Les résultats de cette mesure sont représentés sur la figure 5.3 (cercles pleins). Chaque point de mesure correspond au flux incident *par cellule de dérive*, à cette position. Une cellule de dérive représente une surface de 7×1200 mm^2. La mesure est à une dimension, puisque les fils des deux chambres du prototypes DC2 sont tous verticaux.

Compte tenu de ces limitation il n'est pas possible d'utiliser directement les mesures du bruit de fond pour la simulation. Celle-ci requiert notamment une distribution du flux à deux dimensions. Une modélisation simple du bruit de fond est donc nécessaire, dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire les données mesurées.

Paramètres du bruit de fond simulé:

Le bruit de fond simulé a pour origine

1. le faisceau de muons;
2. le *halo* accompagnant le faisceau lors de son transport;
3. et l'interaction (principalement radiative) des deux premières composantes

avec la cible de COMPASS.

Seules les contributions 2 et 3 sont présentent au niveau des chambres à dérive dans la mesure où le faisceau traverse les chambres dans la région centrale, désactivée.

La figure 5.2 représente le dispositif expérimental simulé, utilisé pour reproduire à l'échelle du LAT les flux incidents mesurés sur M2. Il comporte la cible polarisée, constituée de deux cylindres de 600 mm espacés de 100 mm ainsi qu'une station de chambre à dérive située à 1820 mm du centre de la cible. Cette distance correspond à la position de la première station de chambre à dérive dans le spectromètre final.

Chaque trace du bruit de fond simulé a pour origine un point choisi selon une distribution uniforme dans l'un des deux cylindres de la cible. Les angles de cette trace par rapport à l'axe horizontal, notés θ_x et θ_y, sont tirés aléatoirement selon une distribution gaussienne centrée sur zéro et de largeur $\sigma_{\theta x}$ et $\sigma_{\theta y}$, respectivement. Les champs magnétiques résiduels de l'aimant dipolaire SM1 et du solénoïde de la cible polarisée, présents au voisinage des détecteurs dans l'environnement réel, ont été omis dans cette simulation. Par conséquent, la trajectoire simulée des particules incidentes est une droite. Cette approximation est justifiée dans la mesure où la reconstruction est localisée au niveau de la station de chambres à dérive, dont l'extension le long de l'axe du faisceau vaut environ 10 cm. Cette distance est insuffisante pour que la courbure des trajectoires due au champ magnétique résiduel soit significative.

Les paramètres utilisés pour reproduire les flux par fils mesurés sur M2 sont donc

- $\sigma_{\theta x} = \sigma_{\theta y}$ les largeurs des distributions angulaires des traces;
- N_{bg} la *multiplicité* des événements de bruit de fond, c'est à dire le nombre de particules décorrélées traversant le détecteur pendant une porte temporelle $\Delta t = 100$ ns déclenchée par le trigger. Le produit $N_{bg}/\Delta t$ correspond au flux total de particules chargées dans la région du LAT.

Les largeurs des distributions angulaires sont prises égales dans la mesure où le bruit de fond est supposé, en première approximation, posséder la symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau.

La distribution de flux mesurée et la distribution de flux simulée sont représentées sur la figure 5.3. La largeur angulaire de la distribution est estimée de façon à ce que les deux distributions coïncident, et vaut $\sigma_{\theta x} = \sigma_{\theta y} = 185$ mrad. Le nombre moyen de particules du bruit de fond par événement est porté dans le tableau 5.1.

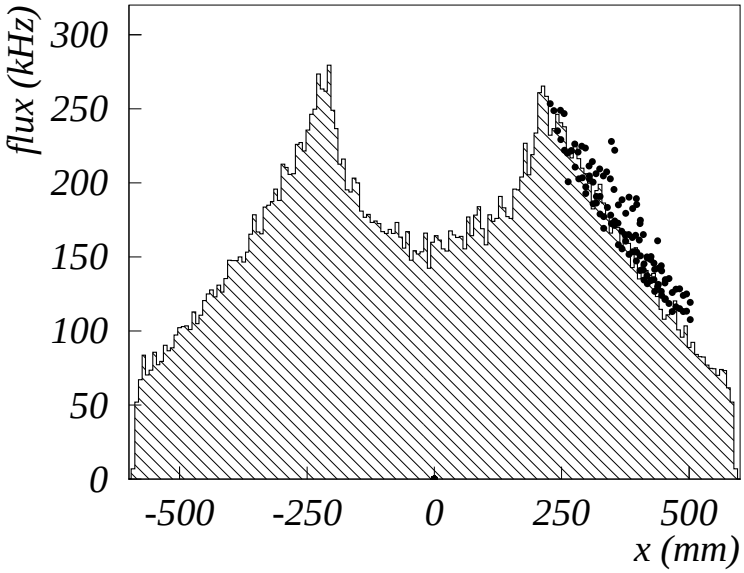


Figure 5.3: Comparaison des flux incidents par fil simulés (zone hachurée) et mesurés (cercles pleins). La zone centrale correspond à la région désactivée des chambres de COMPASS. Les cercles correspondent aux valeurs mesurées pour 10^8 muons/s et une cible de 2.7 longueurs de radiations. La distribution hachurée correspond au bruit de fond simulé projeté dans la direction perpendiculaire aux fils. Ses paramètres ont été ajustés pour reproduire les valeurs expérimentales.

Remarque concernant le halo du faisceau de muons:
La modélisation des traces du bruit de fond suppose qu'elles sont issues de la cible. Cette hypothèse est fausse pour les muons du halo du faisceau, leur trajectoire étant parallèle à l'axe du faisceau. Toutefois l'erreur commise est sans incidence sur l'optimisation réalisée à l'aide de cette simulation car les muons du halo ne sont par définition pas des particules *intéressantes* c'est à dire provenant d'une diffusion profondément inélastique dans la cible. En outre ces particules contribuent peu ($\sim$ 15 %) au flux total de particules dans les chambres à dérive (paragraphe 4.1).

Multiplicité des événements simulés

Le tableau 5.1 donne les multiplicités moyennes des événements par plan de chambre à dérive pour les particules corrélées et les particules du bruit de fond. Les distributions correspondantes sont représentées sur la figure 5.4. On constate qu'environ 30 % des événements ont une multiplicité totale supérieure à

10. La contribution dominante provient des particules corrélées. Une certaine proportion des événements possède une multiplicité de particules corrélées nulle. Cela découle du fait que les chambres à dérive ne couvrent pas la totalité de l'acceptance.

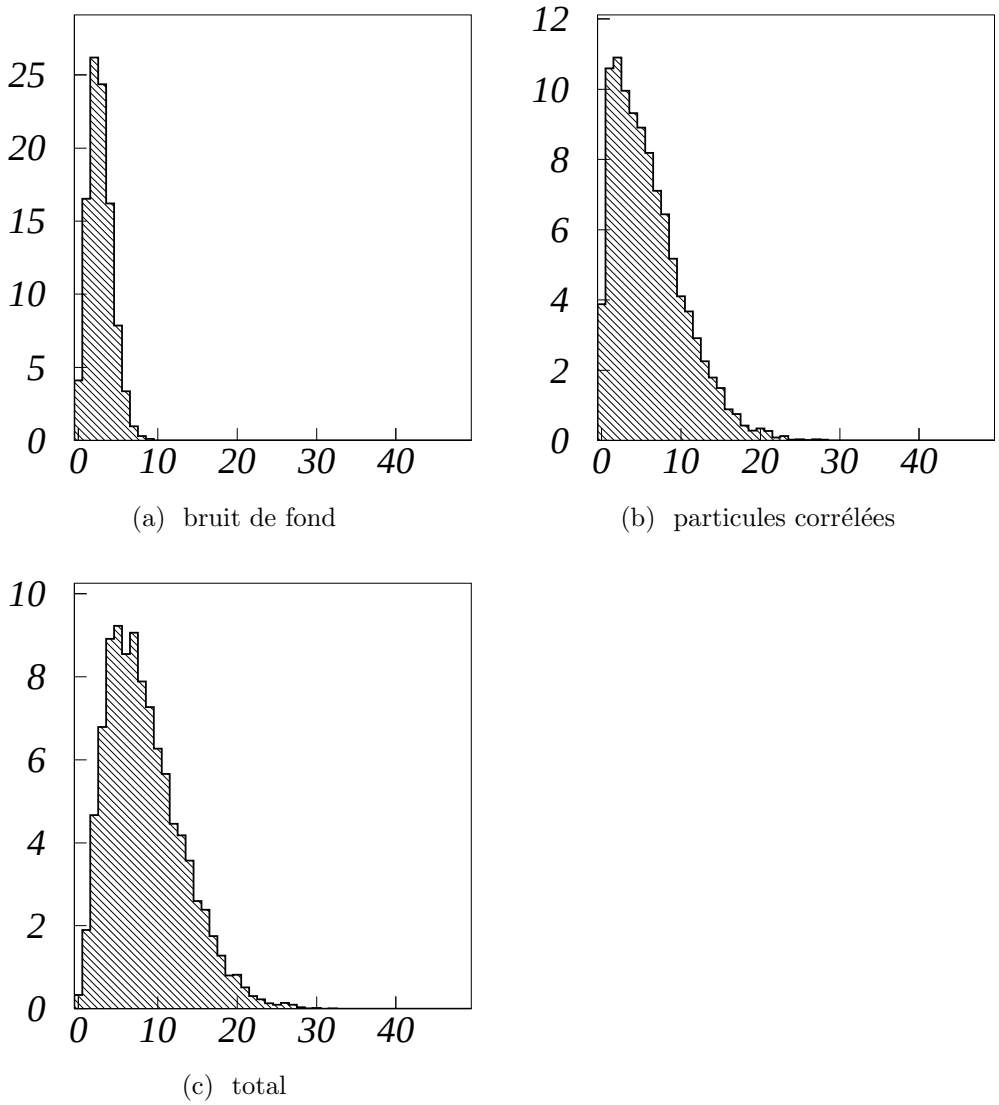
Multiplicité des événements		
particules corrélées	bruit de fond (100ns)	total
5.7	2.7	8.4

Table 5.1: Multiplicité moyenne des événements par chambre à dérive, pour une largeur de porte de 100ns.

Fonctionnement des détecteurs

Dans la mesure où l'objectif des simulations présentées dans ce chapitre concerne le fonctionnement d'une station de chambres à dérive et non celui des chambres le constituant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices supplémentaires sont éffectuées:

- l'efficacité de détection des chambres vaut 100 % dans la région active; elle est nulle dans la région centrale désactivée;
- la résolution spatiale des chambres est identique et vaut 150 μm;
- le traitement du signal dans le détecteur par les amplificateurs ainsi que le bruit électronique sont omis de la simulation.



(a) bruit de fond

(b) particules corrélées

(c) total

Figure 5.4: Distribution des multiplicités par événement et par chambre à dérive des événements simulés, pour une largeur de porte de 100 ns. L'ordonnée est normalisée de façon à ce que l'intégrale soit 100 %.

5.2 Algorithme de reconstruction.

5.2.1 Principe.

Lors du passage d'une particule dans une chambre à dérive, le fil de lecture le plus proche répond au bout d'un temps δt relié à la distance entre ce fil et le point de passage de la particule par la relation RT. La voie de TDC correspondante enregistre alors le temps

$$t = t_0 + \delta t - t_{trig} \tag{5.1}$$

où t_0 représente le temps de passage de la particule incidente et t_{trig} le temps du trigger.

Pour les particules corrélées en temps avec le trigger, la différence $t_0 - t_{trig}$ est constante, en général négative. Par un changement d'origine adéquat elle sera cependant prise nulle dans la suite de ce chapitre.

Pour les particules du bruit de fond, $t_0 - t_{trig}$ est quelconque.

Le temps t donné par le TDC n'est conservé que s'il est compris entre 0 et 100 ns, durée d'ouverture de la porte temporelle correspondant au trigger. La largeur de cette porte est déterminée par le temps de dérive maximal des électrons dans la cellule de dérive.

Pour chaque événement, l'information disponible est donc un ensemble de couples (n_i, t_i), où n_i est le numéro du fil touché pour la chambre i de la station et t_i le temps correspondant lu par le TDC.

Pour reconstruire la trajectoire des particules incidentes à partir de cette information, il suffirait *idéalement*:

1. de former toutes les combinaisons possibles des coups lus sur les chambres à dérive constituant la station (chaque combinaison comporte un coup par chambre);

2. d'effectuer, pour chaque combinaison, toutes les hypothèses quant aux ambiguïtés droite/gauche dans chaque chambre (dans la mesure où la seule connaissance du temps de dérive ne permet pas de savoir de quel côté du fil la particule est passée);

3. de calculer, à l'aide d'une minimisation par moindres carrés, les paramètres de la trajectoire associée, et la valeur correspondante du χ^2;

4. de ne conserver parmi toutes les traces ainsi reconstruites que celles pour lesquelles la valeur de χ^2 est *satisfaisante*.

Cette méthode n'est malheureusement pas réalisable. Pour s'en persuader, examinons le nombre de combinaisons qu'il faudrait tester: pour N particules incidentes et 8 chambres à dérive par station, il faut effectuer N^8 combinaisons de coups. Pour chacune de ces combinaisons il y a 2^8 hypothèses concernant les ambiguïtés droite/gauche. Soit au total $(2N)^8 \simeq 6.3 \times 10^9$ combinaisons pour 8.4 particules incidentes en moyenne (tableau 5.1). Afin de réduire ce nombre, il est nécessaire de définir des étapes intermédiaires au cours desquelles une fraction des combinaisons peut être rejetée avant l'étape suivante.

L'algorithme de reconstruction comporte trois étapes:

1. l'association des $(n_i,\, t_i)$ au niveau des doublets de chambres décalées c'est à dire X et X', Y et Y', etc (paragraphe 5.2.2).
2. l'association, au niveau de la station, des paires ainsi formées en *familles* correspondant à la même particule. Chaque famille contient une paire par doublet de chambres décalées (paragraphe 5.2.3).
3. la levée d'ambiguïté droite/gauche et la détermination à partir de l'information contenue dans chaque *famille* des paramètres de la trajectoire correspondante (paragraphe 5.2.4).

5.2.2 Association au niveau des doublets de chambres décalées

Pour la première étape de la reconstruction, seules les données correspondant aux chambres mesurant la même coordonnées au sein de la station sont utilisées. De telles chambres vont par deux et forment un *doublet*. Pour toutes les configurations de stations de chambre à dérives étudiées dans ce chapitre, les chambres d'un même doublet sont décalées (X et X'; Y et Y'; etc.) et ordonnées de façon consécutive.

Chambres décalées et angle d'incidence

Si les particules traversant le détecteur ont un angle d'incidence suffisamment faible, les fils touchés sur les chambres constituant un doublets sont consécutifs, ce qu'illustre la figure 5.5. Quantitativement, si d est la distance entre les plans de fils des chambres décalées et c la taille de la cellule de dérive, toutes les particules dont l'angle d'incidence θ vérifie

$$|\tan\theta| \leq \frac{c}{2.d} \tag{5.2}$$

vérifient cette propriété.

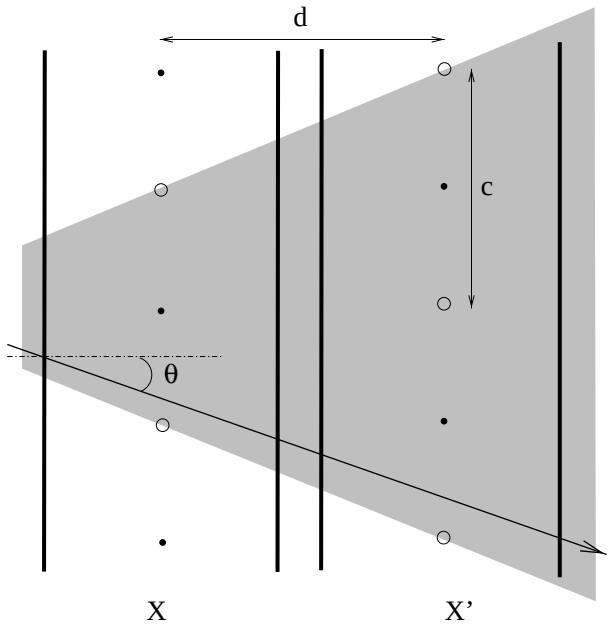


Figure 5.5: Chambres décalées et angle d'incidence. La zone hachurée représente l'angle d'incidence maximal d'une trace pour que les fils touchés sur les chambres décalés soient consécutifs.

Pour une distance inter-fils de c=7 mm et une distance entre chambres consécutives de d=8 mm, l'angle d'incidence maximal toléré vaut 412 mrad. L'acceptance angulaire des chambres à dérive de COMPASS valant 250 mrad, l'équation 5.2 est obligatoirement vérifiée. Il est alors possible d'associer deux à deux les coups lus sur les chambres décalées constituant la station.

Corrélation entre l'angle d'incidence et la position dans la chambre.

Les particules corrélées en temps avec le trigger et traversant les chambres à dérive proviennent en grande majorité de la cible, interceptée par le faisceau incident. Ceci implique une corrélation entre la position de l'impact de la particule dans la chambre à dérive et l'angle d'incidence de sa trajectoire dans le plan perpendiculaire à ses fils. Cette corrélation peut être représentée par l'équation suivante:

$$\delta\theta \equiv tan\theta_i - x_i/z_i \ll 1 \tag{5.3}$$

où x_i est la position de l'impact dans la chambre i (mesurée dans la direction perpendiculaire aux fils) et z_i l'abscisse de cette chambre le long du faisceau, mesurée par rapport au centre de la cible. L'angle θ_i représente l'inclinaison de la trajectoire dans le plan perpendiculaire aux fils (figure 5.6). La grandeur $\delta\theta$ ainsi définie est sans dimension et caractérise la qualité de la corrélation.

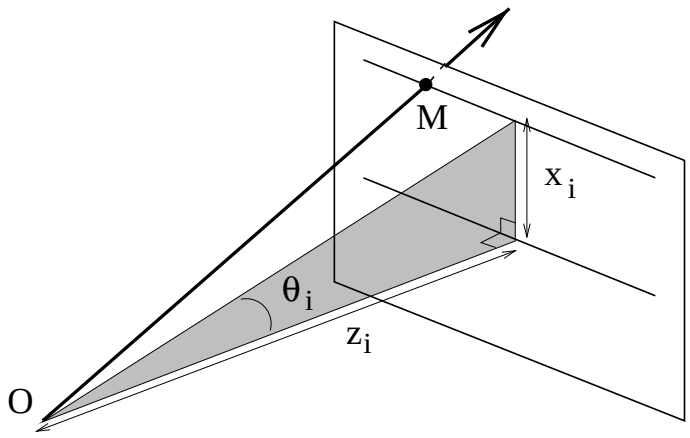


Figure 5.6: Principe de la corrélation entre l'angle d'incidence et la position dans la chambre d'une particule incidente. Définition des grandeurs géométriques x_i, z_i et θ_i. O est le centre de la cible; M est l'impact de la particule dans le détecteur. Les fils de lecture sont horizontaux.

La figure 5.7 représente la distribution de $\tan\theta_i$ en fonction de x_i/z_i pour le dispositif simulé décrit au paragraphe 5.1. Sur cette figure, les deux régions sombres correspondent aux deux cellules constituant la cible. Plus l'impact de la particule est loin du centre des détecteurs moins bonne est la corrélation, en raison de l'extension de la cible le long de l'axe du faisceau.

Cette corrélation est aussi valable pour les particules du bruit de fond provenant de l'interaction radiative du faisceau avec la cible. Par contre elle n'est pas satisfaite par les muons du halo du faisceau, la trajectoire de ces derniers étant approximativement parallèle à l'axe du faisceau. Cette propriété n'apparaît pas sur la figure 5.7 car les muons du halo ne sont pas inclus dans la simulation (paragraphe 5.1.3). Ce choix est sans incidence sur la suite dans la mesure où les muons du halo ne sont pas des particules *intéressantes*, c'est à dire provenant d'une diffusion profondément inélastique dans la cible.

Utilisation des temps de dérive

Compte tenu de la corrélation décrite au paragraphe précédent, les temps de dérive peuvent être utilisés pour affiner l'association des coups au niveau des doublets de chambres décalées et retirer certaines des paires paraissant incorrectes (associations fortuites).

Pour chaque coup lu sur une chambre, on peut calculer deux positions dans la

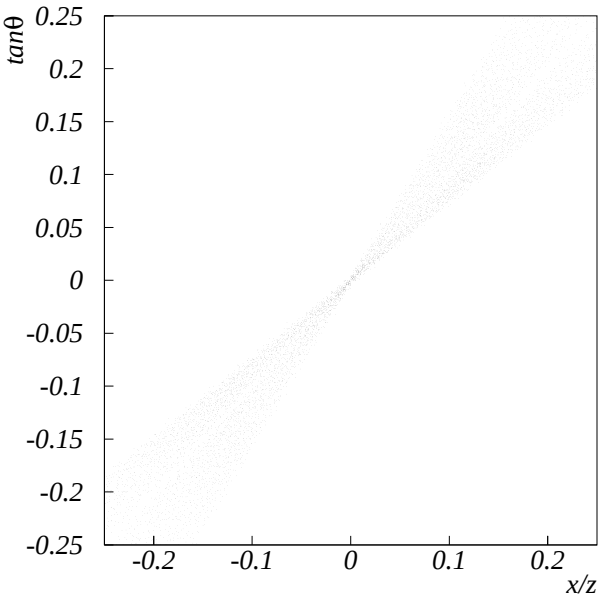


Figure 5.7: Corrélation entre l'angle d'incidence ($\tan\theta$) des trajectoires et le rapport entre la distance x au centre de la chambre et la distance z de la chambre au centre de la cible. Les grandeurs $\tan\theta$ et x/z sont calculées à partir des paramètres des trajectoire simulées.

direction perpendiculaire aux fils:

$$x_\varepsilon = x_0 + \varepsilon.r(t) \tag{5.4}$$

où x_0 est la coordonnée du fil touché, $r(t)$ la distance à ce fil calculée à l'aide du temps de dérive. ε vaut ± 1 et traduit le fait que la particule est passée d'un côté ou de l'autre du fil. Pour chaque paire issue de l'association précédente on formera quatre couples $(x_\varepsilon, x'_{\varepsilon'})$, correspondant aux valeurs de $(\varepsilon,\varepsilon')$.

Connaissant la position des chambres du doublet le long du faisceau (z et z'), un angle d'incidence peut être calculé pour chacun des couples $(x_\varepsilon, x'_{\varepsilon'})$. Il vérifie:

$$\tan\theta = \frac{x_\varepsilon - x'_{\varepsilon'}}{z - z'} = \frac{(x_0 + \varepsilon.r) - (x'_0 + \varepsilon'.r')}{z - z'} \tag{5.5}$$

Il est alors possible de vérifier si l'un au moins de ces couples satisfait la corrélation décrite au paragraphe précédent $|\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}| < \delta\theta_0$ avec

$$\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'} = \frac{x_\varepsilon - x'_{\varepsilon'}}{z - z'} - \frac{x_\varepsilon + x'_{\varepsilon'}}{z + z'} \tag{5.6}$$

Le premier terme de la différence représente la tangente de l'angle d'incidence calculée à l'aide des temps de dérive (équation 5.5). Le second terme représente

la tangente de l'angle calculée en supposant que la particule provient du centre de la cible. Il correspond au rapport x_i/z_i de l'équation 5.3.

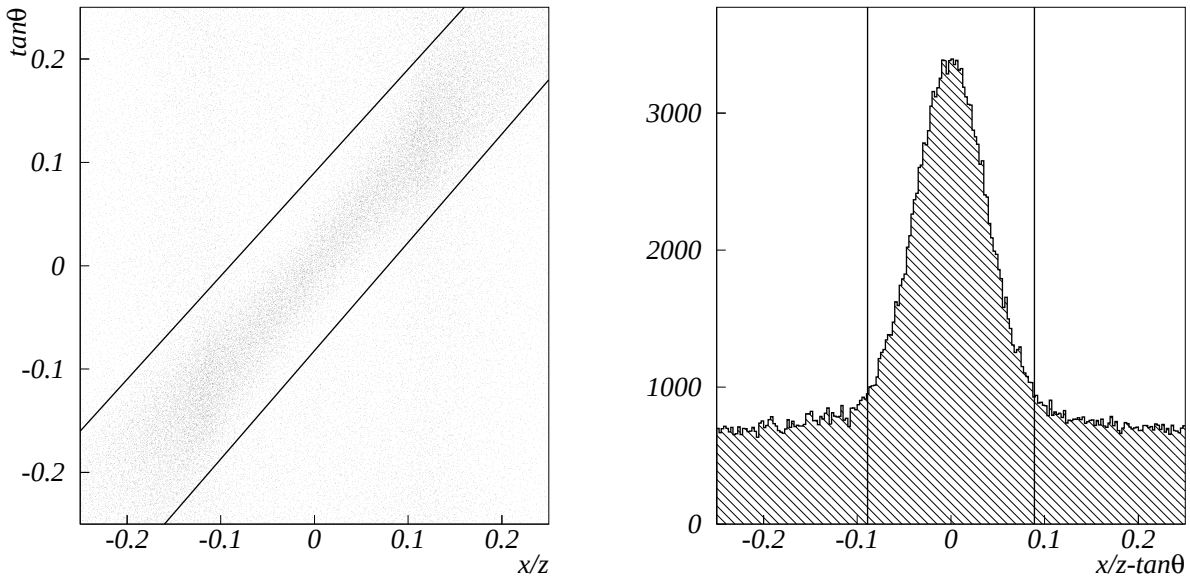


Figure 5.8: Corrélation entre l'angle d'incidence ($\tan\theta$) et le rapport entre la distance x au centre de la chambre et la distance z de la chambre au centre de la cible. Les grandeurs $\tan\theta$ et x/z sont calculées à l'aide des informations (indice du fil touché et temps de dérive) correspondant à chaque doublet de chambres décalées. Les deux lignes pleines représentent la coupure $\delta\theta$ permettant de rejeter le fond uniforme.

La coupure $\delta\theta_0$ effectuée sur la valeur de $\delta\theta$ (équation 5.6) permet de ne conserver, parmi les paires de coups associés sur chaque doublet, uniquement celles susceptibles d'avoir pour origine la cible. Lorsque plusieurs couples $(x_\varepsilon, x'_{\varepsilon'})$ associés aux mêmes coups dans les détecteurs mais pour des valeurs différentes de ε ou ε' passent la coupure, seule la combinaison pour laquelle $\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}$ est minimal est conservée. Lorsque au contraire aucun couple ne satisfait la coupure alors les coups correspondant sont rejetés.

La qualité de la coupure sur $\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}$ est illustrée sur la figure 5.8. Toutes les combinaisons de fils touchés sur les chambres appartenant au même doublet ainsi que toutes les hypothèses droite/gauche sont représentées. La zone sombre est l'analogue de celle de la figure 5.7, mais avec une résolution dégradée due à la proximité des chambres décalées. Le fond uniforme représente les mauvaises combinaisons ou les mauvaises hypothèses droite/gauche. La coupure $\delta\theta$ est aussi représentée; elle permet de rejeter partiellement le fond uniforme.

A ce stade, pour N particules incidentes, N^2 combinaisons ont été effectuées pour

chaque doublet. Le nombre moyen de paires retenues par doublet de chambres décalées, noté N_p est constitué

- de *bonnes paires*, c'est à dire celles correspondant aux particules incidentes
- et de *paires parasites*, c'est a dire celles ayant passé la coupure $\delta\theta_0$ de façon fortuite.

Quantitativement, cette première étape de sélection s'avère très efficace et génère un faible nombre de paires parasites. Aussi $N_p \simeq N$.

Remarque concernant l'ambiguïté droite/gauche:
Pour chaque paire retenue, les valeurs de ε et ε' correspondant à la combinaison donnant la plus petite valeur pour $\delta\theta$, indiquent de quel côté du fil la particule est passée dans chaque chambre du doublet. Cette information supplémentaire est conservée parce qu'elle intervient lors du calcul des paramètres de la trace (paragraphe 5.2.4). Il sera cependant toujours possible de tester les autres combinaisons de ε et ε' à cette occasion.

Influence du champ magnétique:
Dans l'expérience COMPASS, les particules issues de la cible traversent le champ magnétique résiduel du dipôle SM1 et du solénoïde de la cible polarisée avant d'atteindre les détecteurs. Ce champ résiduel modifie la trajectoire des particules. Toutefois, dans la mesure où celles-ci possèdent une énergie suffisante, elles pointent toujours vers la cible, bien qu'avec une précision $\delta\theta$ dégradée. Pour cette raison, la corrélation utilisée ci-dessus reste valable.

5.2.3 Association en *familles* correspondant à la même particule.

La seconde étape de l'algorithme de reconstruction a pour objectif d'associer les paires issues du paragraphe précédent en *familles* correspondant à la même particule. Nous cessons donc de considérer séparément chaque doublet de chambres décalées, et utilisons la station de chambres à dérive dans son ensemble.

Pour effectuer rapidement cette association, il faut déterminer s'il est possible *géométriquement* à une particule de toucher les fils correspondant à chaque combinaison. Il s'agit en d'autres termes de déterminer si les cellules de dérive associées à ces fils se recouvrent, pour toutes les chambres constituant la station. En cas de recouvrement les fils seront dit *compatibles*.

Pour tester si les fils d'une famille sont compatibles, on calcule analytiquement les coordonnées du point M dont la somme des carrés des distances à ces fils, notée D^2, est minimale, soit $D^2_{\min}$. L'équation du fil touché de la chambre i est

$$A_i.x + B_i.y + C_i = 0 \text{ avec } A_i^2 + B_i^2 = 1 \tag{5.7}$$

La grandeur D^2 calculée pour un point M de coordonnées (x,y) s'écrit alors

$$D^2 = \sum_i (A_i.x + B_i.y + C_i)^2 \tag{5.8}$$

La somme s'étend sur toutes les chambres à dérive constituant la station. La valeur minimale, $D^2_{\min}$, s'obtient analytiquement en annulant les dérivées partielles de D^2 par rapport à x et y.

Les combinaisons de fils compatibles correspondent aux *petites* valeurs de $D^2_{\min}$, et les combinaisons de fils incompatibles, aux grandes valeurs de $D^2_{\min}$ (figure 5.9). Ce traitement, qui ne prend pas en compte les temps de dérive, revient à considérer les chambres à dérive comme s'il s'agissait de chambres proportionnelles. En outre, le fait que le point M soit le même pour toutes les chambres de la station revient à supposer que les trajectoires des particules sont parallèles à l'axe du faisceau. Un traitement analogue des données peut être effectué en supposant que ces traces sont issues du centre de la cible (comme il est supposé dans le paragraphe 5.2.2), toutefois ce traitement alourdit les équations précédentes sans apporter d'amélioration notable quant à la qualité de la sélection.

Une coupure D^2_0 peut être fixée sur la somme minimale des distances calculées. Lorsque $D^2_{\min}$ est supérieure à D^2_0 les fils seront dits incompatibles et la combinaison est rejetée. La figure 5.9 illustre la qualité de cette coupure. Elle représente d'une part la distribution de $D^2_{\min}/r_c$ (r_c représente la moitié de la taille de la cellule de dérive) pour les *bonnes combinaisons*; d'autre part la distribution de la même grandeur, calculée pour toute les combinaisons. La ligne verticale représente la coupure D^2_0. Elle correspond à une efficacité de sélection des *bonnes combinaisons* valant 85 %. La faible valeur de cette efficacité a été choisie délibérément de façon à réduire le temps de calcul.

Lorsque toutes les combinaisons ont été testées, et si le paramètre D^2_0 a été correctement fixé, les combinaisons acceptées sont de deux types:

- les *bonnes combinaisons* correspondant aux particules incidentes;
- les combinaisons de fils compatibles entre eux de façon *fortuite*.

Pour parvenir à ce stade, il a fallu effectuer N_p^4 combinaisons supplémentaires, N_p étant le nombre moyen de paires retenues à l'étape précédente pour chaque doublet de chambres décalées et 4 le nombre de doublets. Le nombre de combinaisons retenues (ou *famille*) est noté N_f.

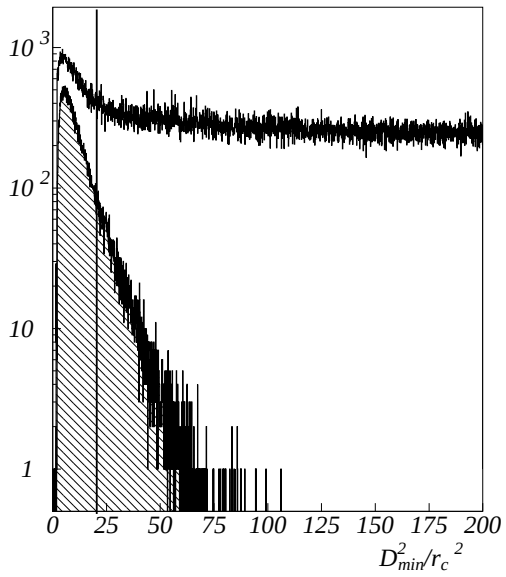


Figure 5.9: Compatibilité des cellules de dérive. $D^2_{\min}$ représente le minimum de la somme des carrés des distances d'un point aux fils touchés; r_c représente la moitié de la taille des cellules de dérive. La distribution hachurée correspond aux *bonnes* combinaisons; l'autre distribution correspond à toutes les combinaisons testées. La ligne verticale représente la coupure permettant de rejeter une grande partie des mauvaises combinaisons.

Quantitativement, le nombre moyen de combinaisons fortuites retenu est du même ordre de grandeur que le nombre de paires par doublet, si bien que $N_f \simeq 2N_p \simeq 2N$.

5.2.4 Levée des ambiguïtés droite/gauche, calcul des paramètres de la trace.

Les combinaisons (*familles*) issues de l'étape précédente sont supposées correspondre chacune à une particule incidente. Il reste donc à déterminer les paramètres de la trajectoire de ces particules. Pour cela, il est nécessaire de déterminer de quel côté de chaque fil appartenant à la combinaison la particule est passée, ce qui est désigné par le terme **levée des ambiguïtés droite/gauche**.

Minimisation

Localement, la trajectoire des particules incidentes est une droite orientée vers l'avant (elle n'appartient pas au plan xOy). Son équation est:

$$\begin{cases} x_{\text{tr}}(z) &= x_0 + \tan\theta_x.(z - z_0) \\ y_{\text{tr}}(z) &= y_0 + \tan\theta_y.(z - z_0) \end{cases} \tag{5.9}$$

Les grandeurs x_0, y_0, θ_x et θ_y sont les quatre paramètres de la trajectoire. L'abscisse z_0, prise le long du faisceau, correspond au plan dans lequel le point (x_0, y_0) appartenant à la trajectoire est reconstruit. Sa valeur, fixée *a priori*, est arbitraire. Elle est voisine de la position du détecteur.

L'impact M_i de la particule dans la chambre i de la station, placée en z_i, a pour coordonnées $x_{\text{tr}}(z_i)$ et $y_{\text{tr}}(z_i)$. Compte tenu de l'équation du fil touché dans cette chambre (équation 5.7), la distance de M_i a ce fil vaut

$$r_i = |A_i.x_{\text{tr}}(z_i) + B_i.y_{\text{tr}}(z_i) + C_i| \tag{5.10}$$

Avec $A_i^2 + B_i^2 = 1$.

Connaissant les fils touchés et les temps de dérive t_i correspondants, on déterminera alors les paramètres de la trace s'ajustant *au mieux* à ces valeurs en minimisant la grandeur sans dimension suivante:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[r_i - \widetilde{r}(t_i)]^2}{\sigma_i^2} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[(A_i.x_{\text{tr}} + B_i.y_{\text{tr}} + C_i) - \varepsilon_i.\widetilde{r}(t_i)\right]^2 \tag{5.11}$$

Dans cette équation, σ_i est la résolution estimée de la chambre d'indice i et $\widetilde{r}(t_i)$ la distance calculée à partir de t_i à l'aide de la relation RT. Le paramètre supplémentaire ε_i vaut ± 1 et a été introduit afin de supprimer la valeur absolue apparaissant dans l'équation 5.10. Il est du même signe que $A_i.x_{\text{tr}}(z_i)+B_i.y_{\text{tr}}(z_i)+C_i$. En cela il reflète l'ambiguïté concernant le côté du fil par lequel la particule traverse la chambre i: l'ambiguïté droite/gauche.

Pour calculer les *meilleurs* paramètres de la trajectoire de la particule, il faut déterminer la valeur de chaque ε_i. Deux méthodes permettant cette détermination sont présentées. La première méthode est rapide mais donne lieu à un certain nombre d'erreurs. C'est la méthode utilisée dans l'algorithme de reconstruction de COMPASS, car elle est simple à mettre en oeuvre (paragraphe 5.7). La seconde méthode est plus précise mais relativement lente. Elle a été employée pour cette simulation, elle n'a pu être utilisée pour COMPASS car elle n'est pas compatible avec l'algorithme choisi pour la reconstruction des traces.

Levée *locale* des ambiguïtés droite/gauche.

La levée *locale* des ambiguïtés droite/gauche utilise la corrélation décrite dans le paragraphe 5.2.2 entre la position de l'impact d'une particule dans une chambre et son angle d'incidence dans le plan perpendiculaire aux fils, pour les particules issues de la cible. Dans chaque doublet de chambres décalées, nous avions pu déterminer pour tous les couples retenu au terme de la première étape quelles étaient les valeurs de ε et ε' les plus probables. Ces valeurs sont injectées directement dans l'équation 5.11. Cela permet d'effectuer la minimisation correspondante et de calculer les quatre paramètres de la trajectoire. Une coupure χ^2_0 est appliquée sur la valeur de χ^2_{min} obtenue au terme de la minimisation, afin de supprimer certaines des mauvaises combinaisons issues de l'étape précédente.

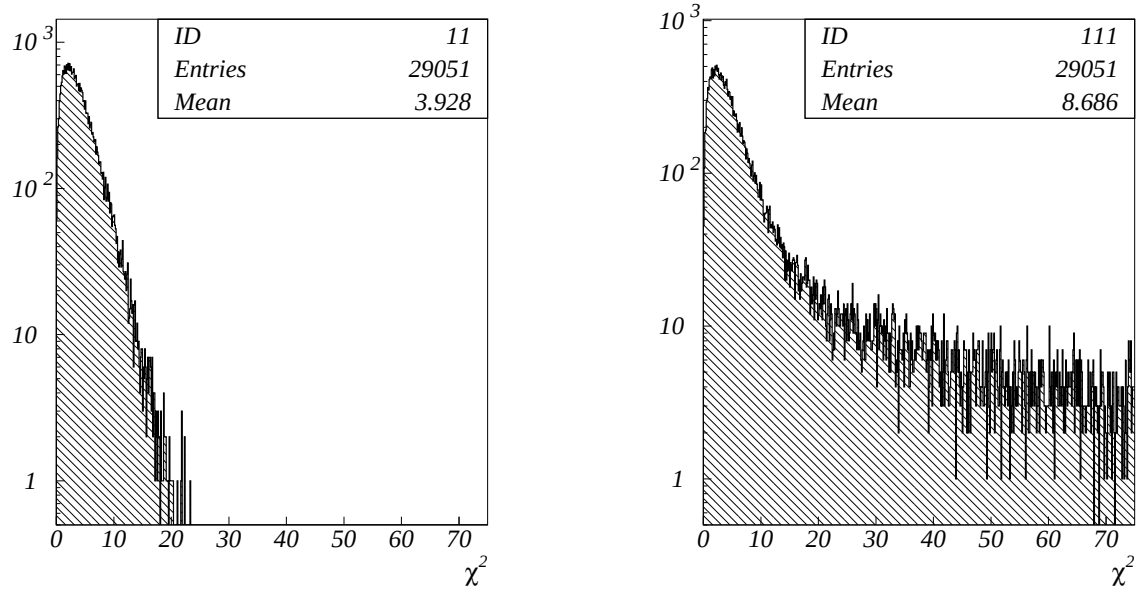
Cette méthode a pour inconvénient d'introduire un certain nombre d'erreurs dans le choix des ε_i, notamment pour les particules corrélées en temps avec le trigger mais ne pointant pas *parfaitement* vers la cible. Lors des étapes précédentes, de telles erreurs étaient sans incidence dans la construction des combinaisons de coups correspondant à la même particule, du moment que les coupures définies aux étapes précédentes sont assez *larges*. Par contre, elles affectent ici directement la qualité du calcul des paramètres de la trace, dans la mesure où l'expression même de χ^2 est fausse. La reconstruction en est d'autant moins précise, ce qui dégrade *artificiellement* la résolution spatiale du détecteur. C'est pourquoi une seconde méthode, plus lente mais plus précise, est décrite à présent.

Levée *globale* des ambiguïtés droite/gauche.

La levée *globale* des ambiguïtés consiste à tester toutes les combinaisons des ε_i introduits dans l'équation 5.11. N'est alors conservée que la combinaison conduisant à la plus petite valeur de χ^2. Elle correspond au meilleur choix possible des ε_i. Comme pour la méthode *locale*, une coupure χ^2_0 est ensuite appliquée sur la valeur de ce χ^2_{min} afin de supprimer en partie les mauvaises combinaisons issues de l'étape précédente.

Pour une station constituée de 8 chambres à dérive il faut tester $2^8 = 256$ hypothèses par *famille* issue de l'étape précédente. Le nombre total de minimisations à effectuer vaut donc $2^8.N_f$, alors qu'il valait N_f pour la méthode locale.

La figure 5.10 représente la distribution du χ^2 des *bonnes combinaisons*, pour chacune des méthodes. Sur la figure 10.(a) est représentée la combinaison des ε_i donnant la plus petite valeur de χ^2. Cela correspond à la méthode globale. Sur la figure 10.(b) est représentée la valeur de χ^2 correspondant à la combinaison des ε_i déterminée lors de la première étape de la reconstruction (méthode locale). Ce n'est pas nécessairement la plus petite valeur. On constate que les grandes



(a) Méthode globale (b) Méthode locale

Figure 5.10: Distribution des valeurs de χ^2 pour les deux méthode de levée des ambiguïtés droite/gauche.

valeurs de χ^2 sont plus peuplées dans ce cas, au détriment des petites valeurs. Cette propriété reflète les erreurs commises sur la valeur d'un ou plusieurs ε_i.

Performance de l'algorithme de reconstruction

Nombre de combinaisons effectuées:
A la fin de la reconstruction, le nombre de combinaisons effectuées, noté N_{tot} vaut:

- pour la méthode locale

$$N_{tot} = 4N^2 + N_p^4 + N_f \simeq 4N^2 + N^4 + 2N \simeq 5300 \qquad (5.12)$$

- pour la méthode globale

$$N_{tot} = 4N^2 + N_p^4 + N_f.2^8 \simeq 4N^2 + N^4 + 2N.2^8 \simeq 7400 \qquad (5.13)$$

Les trois termes apparaissant dans l'expression de N_{tot} correspondent aux trois étapes de l'algorithme de reconstruction. N est le nombre de particules incidentes;

$N_p \simeq N$ est le nombre de couples retenus par doublet au terme de la première étape; $N_f \simeq 2N$ est le nombre de familles retenues au terme de la seconde étape.

Les deux valeurs de N_{tot} sont a comparer aux $(2N)^8 = 6.3 \times 10^9$ combinaisons nécessaires si l'algorithme *idéal* décrit en introduction est utilisé.

Efficacité de reconstruction et traces fantômes.:
A chaque étape de la reconstruction, une coupure est appliquée de façon à réduire le nombre de candidats présentés à l'étape suivante. On associe à cette coupure une efficacité partielle de reconstruction, définie par la fraction des *bons candidats* (c'est à dire ceux correspondant au particules incidentes) vérifiant le critère de sélection défini par la coupure.

Le tableau 5.2 rassemble les valeurs des coupures introduites à chaque étape et les efficacités partielles correspondantes, pour une station constituée de 8 chambres à dérive, du type $XYUV$. Les chambres U et V sont inclinées de $\alpha = 20^o$ par rapport à l'axe vertical; la distance entre les chambres vaut 13 mm; la largeur de la cellule de dérive vaut $2.r_c = 7$ mm.

	étape	coupure	efficacité partielle
1	association par doublet	$\delta\theta_0 = 0.089$	$e_p = 95$ %
2	association en *familles*	$D_0^2/r_c^2 = 19.2$	$e_c = 85$ %
3	levée d'ambiguïté (globale)	$\chi_0^2 = 7.5$	$e_a = 90$ %
	somme		e = 73 %

Table 5.2: Efficacité partielle pour les différentes étapes de l'algorithme de reconstruction.

L'efficacité totale de reconstruction e est définie comme la fraction des traces incidentes qui ont été correctement reconstruites c'est à dire satisfaisant tous les critères de sélection. Elle est le produit des efficacités partielles: $e = e_p.e_c.e_a$.

Plus la valeur de chaque coupure est grande, plus l'efficacité correspondante est proche de 100 %. Cependant la sélection étant moins sévère, un plus grand nombre de candidats fortuits est accepté, ce qui ralentit d'autant le temps de calcul. Dans la limite où les coupures sont infinies, aucune sélection n'est effectuée et l'on retrouve le cas idéal, irréaliste, décrit en introduction à ce paragraphe. L'algorithme de reconstruction peut être accéléré de façon substantielle si la méthode locale de levée des ambiguïtés est utilisée. Cependant elle conduit à une reconstruction moins précise.

Le point faible de cet algorithme réside au niveau de la seconde étape, responsable de l'association des coups sur chaque chambre en *familles*. D'autres méthodes, plus rapides, peuvent être employées pour effectuer cette association.

Elles présentent l'inconvénient de dépendre de la configuration de la station de chambres à dérive. Pour ne pas biaiser le choix de la configuration d'une station de chambres à dérive, ce qui est l'objet de ce chapitre, j'ai préféré conserver la méthode générale décrite ici, quitte à réduire l'efficacité partielle qui lui est associée afin de diminuer le temps de calcul.

A la fin de la reconstruction, on obtient, outre les traces correspondant aux particules incidentes, une certaine quantité de traces supplémentaires, dites *fantômes* correspondant aux combinaisons ayant passé tous les critères de sélection de façon fortuite.

5.3 Paramètres de la simulation et contraintes.

L'algorithme présenté ci-dessus a été utilisé pour reconstruire la trajectoire des particules simulées décrites dans le paragraphe 5.1.3. Plusieurs configurations de station de chambres à dérive ont été étudiées de cette façon, afin d'optimiser les paramètres suivants:

- l'orientation α des chambres inclinées U et V;
- l'ordre des chambres au sein de la station;
- la distance d entre les chambres (mesurée d'un plan de fil au plan de fil consécutif). d est nécessairement supérieur à la distance entre les deux plans de cathode d'une chambre, soit 8mm.

La conception mécanique des chambres définitives dépend fortement de la valeur de ces paramètres. Pour cette raison, cette optimisation a été réalisée très tôt au cours du déroulement du projet. Les résultats obtenus ont ensuite servi de point de départ à la réalisation des chambres.

5.3.1 Contraintes sur la géométrie de la station.

Zone morte.

Afin de faciliter la construction des chambres à dérive constituant une station, les fils de lectures sont tendus sur deux côtés seulement du cadre. Pour les chambres horizontales et verticales, ce choix est naturel. Par contre pour les chambres inclinées, il a pour conséquence la présence de deux zones *mortes*, c'est à dire dépourvues de fils de lecture (figure 5.11), de forme triangulaire. Ces deux zones

représentent une surface totale valant $S = D^2 \tan\alpha$, où D est la longueur du côté du cadre. Cette surface est d'autant plus grande que α est proche de 45^o.

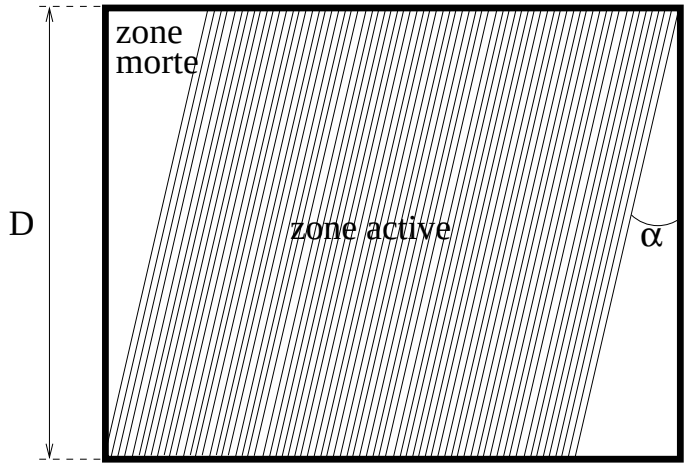


Figure 5.11: Zone active et zone morte pour les chambres inclinés.

Résolutions spatiales σ_x et σ_y.

Dans le spectromètre de l'expérience COMPASS, les deux coordonnées perpendiculaires à l'axe du faisceau (x horizontale et y verticale) ne jouent pas le même rôle. L'impulsion des particules issues de la cible est mesurée à l'aide des aimants dipolaires SM1 (spectromètre à grand angle) et SM2 (spectromètre à petit angle). Ces aimants créent un champ magnétique vertical, déviant les trajectoires dans le plan horizontal. La mesure de l'impulsion est donc d'autant plus précise que la résolution spatiale des détecteurs sur la coordonnée x est bonne. La coordonnée y est quant à elle utilisée pour calculer l'angle de diffusion des particules dans l'état final. La précision de sa mesure est moins *cruciale*. Par conséquent, les configurations de station de chambres à dérive permettant une mesure plus précise de la coordonnée x par rapport à y sont d'un plus grand intérêt.

5.4 Optimisation en terme de proportions de traces *fantômes*.

Le nombre moyen de traces fantômes par événement est maximal après la seconde étape de l'algorithme de reconstruction, au cours de laquelle les coups enregistrés sont associés d'une chambre à l'autre à l'aide d'un test de la compatibilité des

configurations *symétriques*	configurations *asymétriques*
$X\ U\ V\ Y$	$X\ Y\ U\ V$
$U\ X\ Y\ V$	$Y\ X\ U\ V$
	$X\ U\ Y\ V$

Table 5.3: Listes de configurations de station de chambre à dérive simulées. Chaque lettre représente un doublet de chambres décalées. Chaque configuration comporte donc 8 chambres.

fils touchés (paragraphe 5.2.3). J'ai donc étudié comment ce nombre varie en fonction de l'ordre des chambres au sein de la station et de l'inclinaison α des chambres inclinées U et V.

Pour chaque configuration de station, le nombre des traces fantômes dépend de la valeur des coupures $\delta\theta_0$ et D_0^2 utilisées aux étapes 1 et 2 de l'algorithme. Aussi elles doivent être fixées à l'aide d'un même critère pour toutes les configuration. Il a été décidé de fixer ces paramètres de façon à conserver les efficacités présentées dans le tableau 5.2 au terme de chaque étape, c'est à dire 95 % pour l'étape 1 et 85 % pour l'étape 2. Les valeurs de ces efficacités ont été déterminées de façon à ce que le temps de calcul nécessaire à la réalisation de l'optimisation reste *raisonnable* (de l'ordre de quelques heures pour 5000 évènements).

5.4.1 Orientation optimale des chambres inclinées.

Dans ce paragraphe je détermine l'angle des chambres inclinées U et V pour lequel le nombre de traces fantômes au terme de la deuxième étape de l'algorithme de reconstruction (association en *familles*) est minimal. Cet angle dépend *a priori* de l'ordre des chambres à l'intérieur de la station.

Remarque concernant l'ordre des chambres:
L'algorithme utilise l'information enregistrée sur les chambres décalées pour associer les coups correspondant à la même particule. Cette utilisation n'est valable que dans la mesure où les chambres décalées sont proches. De ce fait ne seront testées que les configurations pour lesquelles elles sont consécutives.

Les configurations simulées peuvent être classées en deux catégories, pour des raisons qui seront énoncées ultérieurement: les configurations dites *symétriques* et les configurations dites *asymétriques*. Elles sont rassemblées dans le tableau 5.3.

La figure 5.12 représente le nombre moyen de traces fantômes par événement (noté N_g) obtenu pour α variant de 0 à 90^o, dans chaque configuration. La

distance entre les chambres constituant chaque station vaut 8mm, ce qui revient à accoler les chambres consécutives. Cette figure indique qu'il existe, pour chaque configuration, un angle optimal pour lequel le nombre de traces fantômes est minimal.

Pour les deux configuration dites *symétriques* cet angle vaut environ $\alpha_0 \sim 45^o$.

Pour les trois autres configurations, il vaut:

- configuration $XYUV$: $\alpha_0 \sim 20^o$
- configuration $YXUV$: $\alpha_0 \sim 70^o$
- configuration $XUVY$: $\alpha_0 \sim 30^o$

La distinction entre les configurations dites symétriques et les configurations dites asymétriques a pour origine le comportement de la station sous la transformation qui consiste à remplacer l'angle d'inclinaison des fils de chaque station par son complémentaire à 90^o: les fils horizontaux deviennent verticaux; les fils verticaux deviennent horizontaux; les fils inclinés de α deviennent inclinés de $90^o - \alpha$.

Les coordonnées x et y jouent le même rôle en terme de traces fantômes. Par conséquent les configurations dites symétriques sont géométriquement invariantes sous la transformation précédente, ce qu'illustre le tableau 5.4 pour $\alpha = 0^o$. Pour cette raison, on s'attend à mesurer un même nombre de traces fantômes pour les angles α et $90^o - \alpha$. Il est alors naturel que le minimum soit atteint pour $\alpha = 45^o$. Pour les configurations dites asymétriques, cette propriété d'invariance n'est pas respectée (tableau 5.4) et plus rien ne favorise l'angle $\alpha = 45^o$.

config.	$\alpha = 0$	$\alpha = 90^o$
$X\ U\ V\ Y$	X **Y Y Y**	**X X X** Y
$X\ Y\ U\ V$	X **Y Y Y**	**X** Y **X X**

Table 5.4: Propriété de symétrie sous inversion $\alpha \leftrightarrow 90^o_\alpha$ de deux configurations de station. Pour la première configuration X et Y jouent un rôle symétrique. Ce n'est pas le cas de la seconde configuration.

Par ailleurs, les configurations $XYUV$ et $YXUV$ étant images l'une de l'autre par la transformation précédente, il est naturel que leurs angles optimums α_0 soient symétriques par rapport à 45^o.

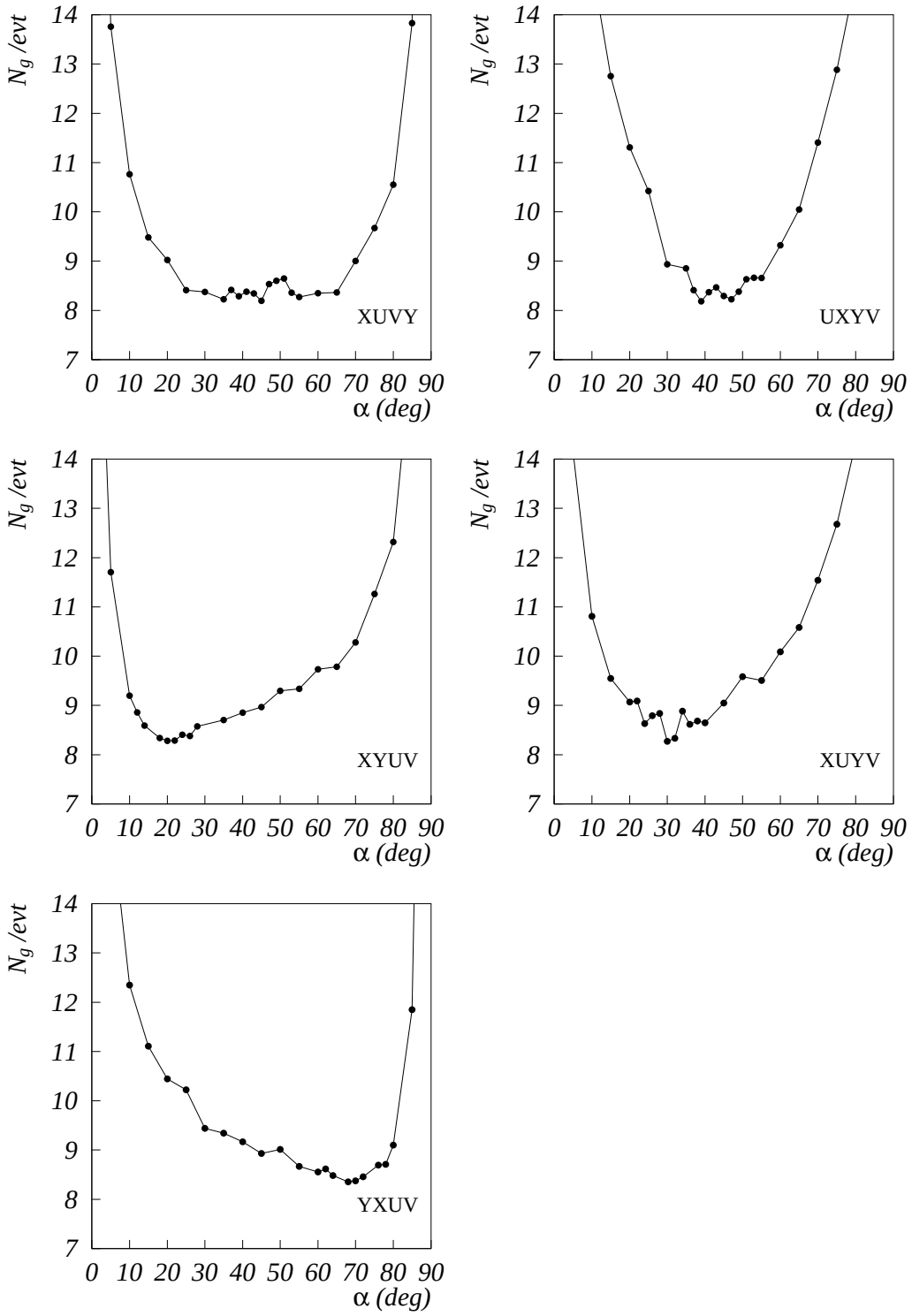


Figure 5.12: Nombre moyen de traces fantômes par événement pour différentes configurations d'une station de chambres à dérive, en fonction de l'orientation α des chambres inclinées.

5.4.2 Influence de la distance entre les chambres.

La même simulation a été effectuée pour la configuration $XYUV$ pour quatre valeurs de la distance entre deux chambres consécutives, notée d[(2)]: 2mm, 4mm, 8mm et 13mm. Les configurations correspondant aux distances 4mm et 2mm ne sont pas *physiques* dans la mesure ou la distance entre les plans de cathode d'une chambre vaut 8mm. Les résultats sont représentés sur la figure 5.13. Les multiplicités des événements simulés sont nominales, soit 5.7 pour les particules corrélées en temps avec le trigger et 2.7 pour les particules du bruit de fond.

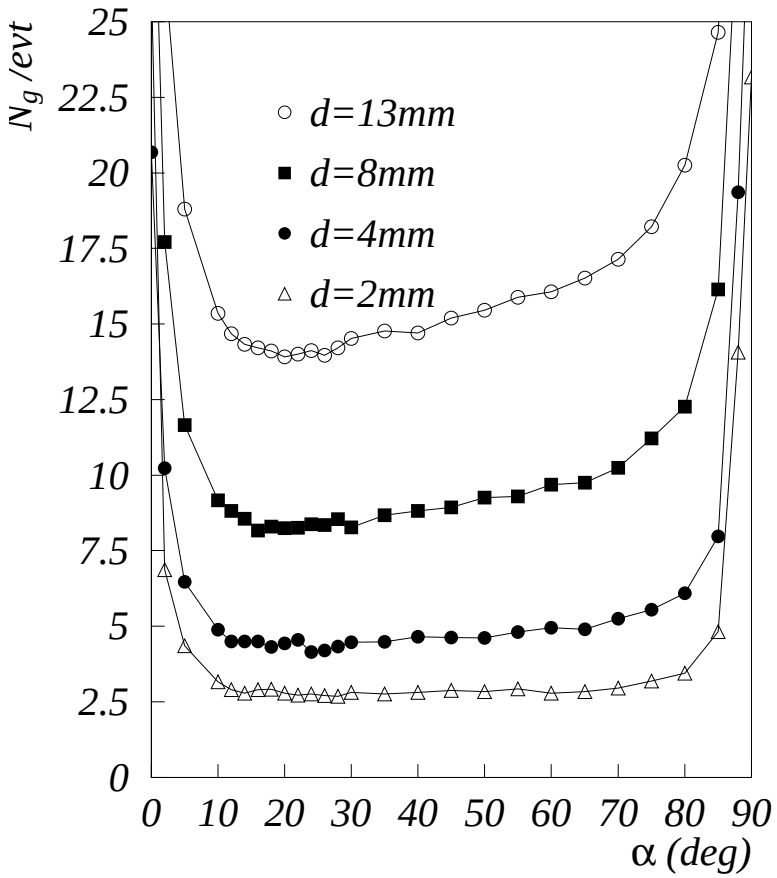


Figure 5.13: Nombre moyen de traces fantômes par événement en fonction de l'inclinaison des chambres U et V pour quatre valeurs de la distance entre chambres consécutives. La configuration de la station de chambre à dérive est du type $XYUV$.

Plus la distance d entre les chambres de la station est grande, plus le nombre de traces fantômes (noté N_g) est élevé, quelle que soit la valeur de l'inclinaison α. La

(2)La distance d est mesurée d'un plan de fil au suivant.

valeur moyenne de N_g varie proportionnellement d: il vaut approximativement 2.5 pour d=2mm, 4.8 pour d=4mm, 9 pour d=8mm, etc.

Ce résultat est naturel dans la mesure où, compte tenu de l'ouverture angulaire du faisceau, un plus grand nombre de cellules de dérive sont susceptibles d'être *compatibles* lorsque les chambres sont éloignées. Cela se traduit par un élargissement de la distribution des valeurs de la grandeur D^2_{min} utilisée comme critère de sélection. Il est alors nécessaire d'augmenter la valeur de la coupure D^2_0 (paragraphe 5.2.3) pour conserver la même efficacité de reconstruction.

La dépendance angulaire du nombre de traces fantômes s'estompe lorsque d diminue, au point qu'il devient impossible de définir une inclinaison optimale pour $d \leq 2mm$. Ce résultat est satisfaisant dans la mesure où, lorsque d tend vers 0, l'ordre des chambres au sein de la station perd sa signification et plus rien ne distingue une station de type *symétrique* d'une station *asymétrique*.

5.4.3 Influence de la multiplicité des événements simulés.

Dans ce paragraphe j'étudie l'éventuelle variation de l'angle d'inclinaison optimal α_0 déterminé précédemment en fonction de la multiplicité des événements. Cette étude permet d'évaluer la robustesse de la simulation, c'est à dire la dépendance de ses résultats aux hypothèses de travail initiales.

Cette étude est réalisée pour une station de chambres à dérive de configuration $XYUV$. La distance entre deux chambres consécutives vaut 8 mm. Le faisceau incident simulé possède les mêmes distributions spatiales et angulaires que celles présentées dans le paragraphe 5.1.3. Le nombre de particules corrélées est maintenu constant, égal à sa valeur nominale, soit 5.7. Le nombre moyen de particules de bruit de fond varie par valeurs entières entre 0 et 4.

L'ensemble des résultats est représenté sur la figure 5.14. Naturellement, le nombre de traces fantômes augmente avec la multiplicité des événements. La dépendance en α, l'angle d'inclinaison des chambres U et V, varie peu et l'angle minimum α_0 reste sensiblement égal à 20^o

5.5 Evaluation des résolutions spatiales et angulaires.

En utilisant le temps enregistré par le TDC lors du passage d'un particule, il est possible, d'une part d'éliminer une partie des traces fantômes issues des deux premières étapes de l'algorithme de reconstruction, d'autre part de calculer les

paramètres de la trajectoire des particules, au niveau de la station. La comparaison des paramètres calculés avec les paramètres initiaux (simulés) permet de déterminer quelles sont les résolutions spatiales et angulaires de la station, en fonction de la résolution intrinsèque des chambres à dérive qui la constituent:

- les résolutions spatiales σ_x et σ_y s'obtiennent par comparaison des coordonnées du point d'impact de la trajectoire *réelle* (simulée) et de la trajectoire *reconstruite* dans un plan d'abscisse z_0 arbitraire le long du faisceau;
- les résolutions angulaires $\sigma_{\theta x}$ et $\sigma_{\theta y}$ s'obtiennent par comparaison des angles de la trace *réelle* et de la trace *reconstruite*.

Il est possible, moyennant un minimum d'approximations, de calculer analytiquement ces résolutions. Ce calcul est présenté dans le paragraphe suivant d'abord pour le cas simple d'un ensemble de chambres dont les fils ont tous la même orientation, puis pour des orientations quelconques. Il est ensuite comparé aux résolutions obtenues à l'aide de la simulation.

5.5.1 Détermination analytique

Plans de fils de même orientation.

Principe:
On considère N détecteurs placés à des abscisses z_i et mesurant x_i, la position de l'impact d'une trace droite les traversant. Puisqu'une seule coordonnée est mesurée, le problème considéré est à deux dimensions.

Chaque détecteur possède une résolution intrinsèque σ_i. La trace de la particule est caractérisée par x_0, son impact dans un plan d'abscisse z_0 quelconque, et θ son inclinaison par rapport à l'axe z (fig.5.15).

On se propose de calculer les résolutions σ_x et σ_θ sur x_0 et sur $\tan\theta$ en fonction des z_i, σ_i, et de z_0, l'abscisse du plan de reconstruction de x_0.

Calcul des paramètres de la trace incidente x_0 et $\tan\theta$:
Connaissant x_0 et θ, l'équation de la trace incidente est:

$$x = x_0 + \tan\theta(z - z_0) \tag{5.14}$$

Pour calculer les valeurs de x_0 et θ s'ajustant *au mieux* aux x_i mesurés dans chaque plan de fils, compte tenu de la résolution de chacune de ces mesures, il

faut minimiser la grandeur sans dimension χ^2 définie par

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\{x_i - [x_0 + (z_i - z_0)\tan\theta]\}^2}{\sigma_i^2} \tag{5.15}$$

(Dans cette équation comme dans toutes celles qui suivent les sommes sur i et j s'étendent de 1 à N)

Les dérivées de χ^2 par rapport à x_0 et $\tan\theta$ doivent être nulles:

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial\chi^2}{\partial x_0} = \sum_i \frac{x_i - [x_0 + (z_i - z_0)\tan\theta]}{\sigma_i^2} = 0 \tag{5.16}$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial\chi^2}{\partial \tan\theta} = \sum_i (z_i - z_0)\frac{x_i - [x_0 + (z_i - z_0)\tan\theta]}{\sigma_i^2} = 0 \tag{5.17}$$

Ce système linéaire en x_0 et $\tan\theta$ peut être inversé et conduit à:

$$x_0 = \sum_i A_i x_i / \sum_i A_i \tag{5.18}$$

$$\tan\theta = \sum_i B_i x_i / \sum_i A_i \tag{5.19}$$

avec

$$A_i = \sum_j \frac{(z_j - z_i)(z_j - z_0)}{\sigma_i^2 \sigma_j^2} \tag{5.20}$$

$$B_i = \sum_j \frac{z_i - z_j}{\sigma_i^2 \sigma_j^2} \tag{5.21}$$

Après simplification, le facteur $\sum_i A_i$ intervenant au dénominateur dans les équations 5.18 et 5.19 est indépendant de z_0:

$$\sum_i A_i = \left[\sum_i \frac{z_i^2}{\sigma_i^2} \times \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}\right] - \left[\sum_i \frac{z_i}{\sigma_i^2}\right]^2 \tag{5.22}$$

Résolutions sur x_0 et $\tan\theta$:
Les résolutions σ_x et σ_θ s'obtiennent simplement des équations 5.18 et 5.19:

$$\sigma_x^2 = \sum_i A_i^2 \sigma_i^2 / \left(\sum_i A_i\right)^2 \tag{5.23}$$

$$\sigma_\theta^2 = \sum_i B_i^2 \sigma_i^2 / \left(\sum_i A_i\right)^2 \tag{5.24}$$

Ces équations permettent, connaissant z_i et σ_i de calculer les résolutions spatiale et angulaire à z_0 donné. Notons que σ_θ est indépendant du choix de z_0.

Dépendance de σ_x en fonction de z_0:
Les coefficients A_i dépendent linéairement de z_0, alors que $\sum_i A_i$ en est indépendant. Par conséquent la dépendance de σ_x^2 en z_0 est quadratique (équation 5.23). Il est donc possible d'évaluer analytiquement la valeur de z_0 pour laquelle la résolution σ_x est minimale, en annulant la dérivée de σ_x^2 par rapport à z_0:

$$\left(\sum_i A_i\right)^2 \left.\frac{\partial \sigma_x^2}{\partial z_0}\right|_{z_0=z_{\rm opt}} = 2\sum_i \sigma_i^2 A_i \left.\frac{\partial A_i}{\partial z_0}\right|_{z_0=z_{\rm opt}} = 0 \qquad (5.25)$$

Ceci conduit à:

$$z_{\rm opt}\sum_i\left[\frac{1}{\sigma_i^2}\left(\sum_j \frac{z_i-z_j}{\sigma_j^2}\right)^2\right] = \sum_i\left[\frac{1}{\sigma_i^2}\sum_j \frac{z_j(z_i-z_j)}{\sigma_j^2}\sum_j \frac{z_i-z_j}{\sigma_j^2}\right] \qquad (5.26)$$

On en déduit $z_{\rm opt}$ ainsi que la valeur correspondante de σ_x (équation 5.23).

Application à une station de chambres à dérive quelconque.

Dans le cas où les plans de détection sont orientés de façon quelconque, la trace d'une particule incidente doit être caractérisée par quatre paramètres: x_0 et y_0 d'une part, les coordonnées de son intersection avec un plan d'abscisse z_0 arbitraire; θ_x et θ_y d'autre part, les angles d'inclinaison de cette trace dans les plans xOz et yOz.

Pour appliquer les résultats du paragraphe précédent aux stations de chambres à dérive étudiées dans ce chapitre, il faut découpler les mesures de x_0 et θ_x des mesures de y_0 et θ_y. Pour cela, il est nécessaire de remplacer les chambres inclinées U et V par des chambres X ou Y.

Considérons un doublet UV de chambres inclinées d'un angle $\pm\alpha$ par rapport aux chambres Y, verticales. Si ces chambres sont confondues (c'est à dire situées à la même abscisse) elles peuvent être remplacées rigoureusement par un doublet XY placé au même endroit, possédant les résolutions $\sigma/(\sqrt{2}|\sin\alpha|)$ pour la chambre X et $\sigma/(\sqrt{2}|\cos\alpha|)$ pour la chambre Y.

En réalité les chambres U et V ne sont pas situées à la même abscisse. Il est donc incorrect d'appliquer directement la transformation précédente. La solution adoptée consiste à remplacer chaque chambre U (ou V) par un doublet XY de chambres confondues, placé à la même abscisse et de résolution $\sigma/|\sin\alpha|$ pour X et $\sigma/|\cos\alpha|$ pour Y. Dans le cas d'un doublet de chambres UV confondues, on retrouve le cas précédent. En outre, cette solution a l'avantage de conserver l'information sur l'abscisse des chambres U et V. Enfin, on constate que la configuration réelle et la configuration transformée coïncident pour $\alpha = 0$ ou 90^o. Cette transformation est illustrée par la formule 5.27.

$$\begin{array}{cc} U & V \\ (z_1,\sigma_1) & (z_2,\sigma_2) \end{array} = \begin{bmatrix} X & Y \\ (z_1, \dfrac{\sigma_1}{|\sin\theta|}) & (z_1, \dfrac{\sigma_1}{|\cos\theta|}) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} X' & Y' \\ (z_2, \dfrac{\sigma_2}{|\sin\theta|}) & (z_2, \dfrac{\sigma_2}{|\cos\theta|}) \end{bmatrix} \tag{5.27}$$

remarque:
Il est possible de calculer analytiquement les résolutions σ_x, σ_y, $\sigma_{\tan\theta x}$ et $\sigma_{\tan\theta x}$ de façon directe c'est à dire sans avoir recours à la transformation décrite ci-dessus. Il suffit pour cela de partir de l'expression d'un χ^2 *global* tel que celui décrit dans le paragraphe 5.2.4 et d'en extraire la matrice de covariance. Toutefois ce calcul nécessite l'inversion d'une matrice de dimensions 4×4 (contre deux matrices de dimensions 2×2 ici), ce qui complique considérablement les formules. En outre il est ensuite beaucoup moins aisé d'effectuer la seconde minimisation permettant de déterminer z_{opt}.

5.5.2 Résultats de la simulation.

Les résultats présentés dans ce paragraphe correspondent à une résolution intrinsèque des chambres à dérive valant 150 μm. La distance entre deux chambres consécutives vaut $d = 13$ mm. Les résolutions spatiales et angulaires sont obtenues en comparant les paramètres de la trace reconstruite à l'aide de l'algorithme décrit au paragraphe 5.2 aux paramètres de la trace initiale (simulée).

Résolutions spatiales.

Pour calculer les résolutions spatiales sur x et sur y, il faut choisir l'abscisse du plan dans lequel la position de la trace est reconstruite. Le calcul analytique a montré qu'il existe, pour chaque configuration, une valeur z_{opt} minimisant cette résolution. Evidemment, la valeur de z_{opt} dépend de l'angle α d'inclinaison des chambres U et V par rapport à la verticale. En outre, l'abscisse z_{opt} minimisant la résolution sur la coordonnée x n'est pas nécessairement identique à celle minimisant la résolution sur y.

Les figures 16.(a) et 16.(b) représentent les abscisses des plans de reconstructions pour lesquels σ_x (σ_y) sont minimales, en fonction de l'angle d'inclinaison α des chambres à dérive. Ces valeurs ont été calculées analytiquement pour deux

configurations de station de chambres à dérive, l'une dite *symétrique*, l'autre, *asymétrique*:

$$\underset{\text{(a)}}{\text{X } U \; V \; Y} \quad \text{et} \quad \underset{\text{(b)}}{\text{X } Y \; U \; V}$$

Dans cette notation, chaque lettre représente un doublet de chambres décalées (X et X'; Y et Y'; etc.)

On rappelle que selon la convention choisie, les chambres notées X sont orientées horizontalement et mesurent la coordonnée y, alors que les chambres notées Y sont verticales et mesurent la coordonnée x. La distance entre deux chambres consécutives vaut 13mm.

Dans les deux cas, l'abscisse $z = 0$ correspond à la première chambre (ici X).

Pour $\alpha = 0^o$, les fils des chambres U et V sont verticaux. Seules les chambres X et X' mesurent la coordonnée y. L'abscisse du plan de reconstruction optimal pour σ_y vaut alors 6.5mm. Elle correspond au plan situé au milieu des chambres X et X', ce qui est un résultat attendu.

La figure 5.17 représente les résolutions spatiales σ_x et σ_y obtenues par le calcul et par la simulation, pour la station de type $XUVY$. Les résolutions spatiales obtenues avec la station de type $XYUV$ n'ont pas été représentées. Elles sont en fait rigoureusement identiques aux premières quelle que soit α, bien qu'elles soient mesurées à des abscisses différentes (figure 5.16). Ce résultat est général: lors du calcul analytique des résolutions spatiales, tout se passe comme si toutes les chambres de la station se trouvaient confondues, dans le plan $z = z_{opt}$. En raison de cette transformation, l'ordre des chambres perd sa signification.

Pour $\alpha = 0^o$, les résolutions spatiales calculées valent $\sigma_x = 61$ μm et $\sigma_y = 106$ μm. La valeur 106 μm correspond à $150/\sqrt{2}$ c'est à dire la résolution intrinsèque d'une chambre de la station divisée par la racine du nombre de chambres mesurant la coordonnée y. De la même façon 61μm correspond à $150/\sqrt{6}$, où 6 est le nombre de chambres mesurant la coordonnée y. Pour $\alpha = 90^0$, ce résultat est inversé.

De la même façon, pour $\alpha = 45^o$, les coordonnées x et y sont mesurées avec la même résolution $\sigma_x = \sigma_y = 150/\sqrt{4} = 75$ μm.

Les résolutions simulées sont systématiquement supérieures à celles calculées analytiquement, d'environ 10 μm. Cette différence provient du fait que les ambiguïtés droite/gauche sont prises en compte par la simulation mais pas par le calcul. Les traces pour lesquelles l'ambiguïté droite/gauche n'est pas correctement levée sur une partie des chambres constituant la station sont reconstruites avec une précision moindre. Cela se produit principalement lorsqu'une particule

traverse le détecteur au voisinage immédiat d'un fil de lecture. Cette imprécision se traduit par une dégradation de la résolution spatiale par rapport aux valeurs calculées. Elle est indépendante de l'orientation des chambres inclinées dans la mesure où la levée de l'ambiguïté dépend principalement de l'information enregistrée par chaque doublet de chambres décalées.

Pour la première configuration, l'angle d'inclinaison optimal en terme de traces fantômes vaut $\alpha = 45^o$. Les résolutions correspondantes valent $\sigma_x = \sigma_y = 85$ μm. Pour la seconde configuration, $\alpha = 20^o$ et les résolutions valent $\sigma_x = 70$ μm et $\sigma_y = 105$ μm.

Résolutions angulaires.

Le calcul analytique présenté plus haut indique que les résolutions angulaires sont indépendantes de l'abscisse z_0 du plan de reconstruction contrairement aux résolutions spatiales.

Les résolutions angulaires obtenues pour les deux configurations de station sont représentées sur la figure 5.18. Pour une inclinaison α donnée, ces résolutions sont différentes d'une configuration à l'autre, contrairement aux résolutions spatiales. Pour $\alpha = 0$, les deux configurations coïncident (elles correspondent toutes deux à $XYYY$), et les résolutions angulaires sont égales. Ce n'est pas le cas pour $\alpha = 90^o$.

Les résolutions angulaires simulées sont systématiquement supérieures à celles calculées, pour la même raison que celle invoquée pour les résolutions spatiales.

Aux angles optimums de chaque configuration, les résolutions angulaires correspondant à $\tan\theta_x$ et $\tan\theta_y$ sont identiques et valent environ 4mrad.

Le tableau 5.5 rassemble les résolutions spatiales et angulaires simulées pour les deux configurations, pour un angle α optimal.

	config. 1 $XUVY$	config. 2 $XYUV$
α_{opt}	45^o	20^o
$\sigma_x(\mu\text{m})$	85	70
$\sigma_y(\mu\text{m})$	85	105
$\sigma_{\theta x}$(mrad)	4	3.5
$\sigma_{\theta y}$(mrad)	4	4.5

Table 5.5: Résolutions spatiales et angulaires pour deux configurations de station de chambres à dérive.

5.6 Géométrie retenue.

Il a été mis en évidence dans le paragraphe 5.4 l'existence d'un angle d'inclinaison optimal, noté α_{opt}, des quatre chambres U et V d'une station constituée de 8 chambres à dérives. Cet angle permet de minimiser le nombres de traces fantômes reconstruites pour chaque événement. La valeur de α_{opt} dépend de l'ordre des chambres au sein de la station. En revanche elle ne dépend pas de façon visible de la distance entre les chambres, ni de la multiplicité des événements simulés.

Le nombre de traces fantômes reconstruites dans la station est un paramètre important de la qualité de la reconstruction des traces sur l'ensemble du spectromètre. Plus ce nombre est élevé plus il est délicat de relier les points d'un ensemble de détecteur à l'autre afin de reconstituer la totalité de la trajectoire des particules.

Compte tenu des contraintes sur la géométrie d'une station énoncée dans le paragraphe 5.3, les inclinaisons proches de la verticale sont favorisées. Dans ces conditions, la configuration $XYUV$ présente les meilleurs résultats. Les chambres X sont orientées horizontalement; les chambres Y sont orientées verticalement; les chambres U sont inclinées de $+20^o$ par rapport à la verticale, les chambres V de -20^o.

En réalité l'algorithme de reconstruction globale des trajectoires sur l'ensemble du spectromètre ne fait pas appel aux trajectoires reconstruites localement. Il traite séparément les projections des trajectoires des particules dans le plan horizontal et dans le plan vertical, sur plusieurs ensembles (*zones*) de détecteurs, consécutifs le long du spectromètre. Ces projections sont ensuite assemblées en segments, eux même utilisés ensuite pour la reconstruction des trajectoires sur la totalité du spectromètre. Il n'a pas été possible de tester l'influence de l'inclinaison des chambres avec ce type d'algorithme car il nécessite la simulation de tout le spectromètre. Il y est plus délicat de tester un grand nombre de configurations des stations de chambres à dérive. Toutefois il est probable que les effets identifiés plus haut y soient amoindris, en raison de la prise en compte des autres détecteurs.

Le prochain paragraphe est consacré l'algorithme de reconstruction des trajectoires sur la totalité du spectromètre de COMPASS (CORAL) et décrit comment les chambres à dérive ont été intégrées à cet algorithme.

5.7 Intégration des chambres à dérive dans l'algorithme de reconstruction de COMPASS.

5.7.1 CORAL (COmpass Reconstruction Algorithm Library).

L'algorithme de reconstruction des trajectoires des particules dans les spectromètre de l'expérience COMPASS, nommé CORAL[41], a été écrit en langage C^{++}. Il est responsable de la conversion événement par événement des données *brutes* enregistrées par les différents éléments de l'électronique frontale (TDC, ADC ...) et collectées par l'ensemble de la chaîne d'acquisition (paragraphe 1.3.10) en données physiques, c'est à dire:

- la trajectoire et l'identification des particules issues de l'interaction et la mesure de leur impulsion;
- l'identification du vertex primaire (lieu de l'interaction muon-nucléon) et des grandeurs cinématiques correspondantes;
- l'identification d'éventuels vertex secondaires dus notamment à la désintégration en vol de particules de l'état final.

Ces données physiques permettent d'identifier les événements correspondant à chacun des canaux caractéristiques de la fusion photon-gluon et d'en déterminer les grandeurs cinématiques caractéristiques. Ces résultats sont ensuite utilisés pour le calcul de l'asymétrie expérimentale A_{exp} (paragraphe 1.2.2).

J'ai contribué à l'élaboration de CORAL au niveau de la calibration des détecteurs de type chambre à dérive et du traitement des ambiguïtés droite/gauche. Les méthodes utilisées découlent directement de l'algorithme décrit dans le paragraphe 5.2. Les prochains paragraphes rappellent les détecteurs du spectromètre concernés par les ambiguïtés droite/gauche (5.7.2); décrivent les modifications apportées à l'algorithme précédent (5.7.3) et en quantifient les performances (5.7.4 et 5.7.5).

5.7.2 Détecteurs du type chambres à dérive.

Trois détecteurs du type chambres à dérive sont employés dans le spectromètre de l'expérience COMPASS (chapitre 1):

- les chambres à dérive (*Drift Chambers*), situées entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire SM1 et dont l'étude fait l'objet de cette thèse;

- les pailles à dérive (*Straw Tubes*), situées entre SM1 et le détecteur RICH du premier spectromètre;

- les tubes à dérive (*Drift Tubes*), situées derrière le second filtre à muons et permettant d'identifier les muons.

Ces détecteurs sont responsables de la reconstruction de la trajectoire des particules dans la région dite *des grands angles*. Deux types de pailles à dérive sont employées, de rayon 3 mm et 5 mm, respectivement. Il fonctionnent de façon similaire et sont agencés de façon à permettre la levée des ambiguïtés droite/gauche très tôt au cours de l'algorithme de reconstruction: toutes les coordonnées du point de passage des particules dans les détecteurs (chaque coordonnée correspond à une inclinaison des fils) sont mesurées par deux chambres, associées en doublets, la seconde chambre étant décalée latéralement par rapport à la première d'une distance égale à une demi cellule de dérive, soit 3.5 mm pour les chambres à dérive; 3 mm ou 5 mm pour les pailles à dérives et 3 cm pour les tubes à dérive.

L'algorithme de reconstruction est théoriquement capable de reconstruire la trajectoire des particules sans traitement particulier des ambiguïtés droite/gauche. Toutes les positions possibles du passage des particules dans les détecteurs sont alors considérées de façon identique, une fraction des *mauvaises* positions est naturellement rejetée au terme de l'algorithme suivant un critère de *qualité* des trajectoires reconstruites. Le traitement spécifique présenté dans les prochains paragraphes permet de prendre en compte la présence de chambres décalées pour les détecteurs de type chambre à dérive afin de réaliser la levée des ambiguïtés très tôt dans l'algorithme. Nous verrons qu'il en résulte un gain de temps de calcul considérable ainsi qu'une amélioration de l'efficacité globale de reconstruction.

5.7.3 Levée des ambiguïtés droite/gauche au sein de CORAL.

La technique employée pour lever les ambiguïtés droite/gauche est identique à celle décrite dans le paragraphe 5.2. Elle correspond à l'étape 1 de l'algorithme de reconstruction présenté (paragraphe 5.2.2):

- dans un premier temps les données (n_i, t_i)[(3)] enregistrées sur chaque doublet de chambres décalées sont associées deux à deux;

- à chaque (n_i, t_i) correspondent deux positions, situées de part et d'autre du fil. L'une est *vraie* et correspond au passage de la particule, l'autre est *fausse* et est appelée miroir. La seconde étape consiste à associer à chaque position (droite ou gauche) une probabilité pour qu'elle soit vraie.

[(3)] n_i est le numéro du fil touché; t_i le temps de dérive correspondant.

L'expression de cette probabilité dépend des associations réalisées à l'étape précédentes.

Le critère utilisé pour chaque étape est la corrélation entre l'angle d'incidence et la position dans le détecteur, valable si la particule est supposée provenir en ligne droite de la cible. Cette hypothèse, déjà utilisée auparavant est validée dans le paragraphe 5.2.2 pour les chambres à dérive. La figure 5.19 illustre la qualité de la corrélation pour tous les détecteurs de type chambre à dérive du spectromètre. Les événements utilisés pour produire ces figures proviennent de COMGEANT, le programme de simulation du spectromètre de COMPASS à l'aide de GEANT.

Contrairement à la validation précédente (figure 5.7), le champ magnétique de l'aimant de la cible et de l'aimant dipolaire SM1 est ici pris en compte, ce qui explique l'élargissement de la zone de corrélation pour les chambres à dérive. La corrélation est de moindre qualité pour les pailles à dérive car elles sont situées derrière SM1. Pour les tubes à dérive au contraire la distribution est très étroite car seul le muon diffusé, dont l'énergie est élevée, est présent dans ces détecteurs.

Association au sein d'un doublet de chambres décalées.

L'association deux à deux des points enregistrés par les deux chambres décalées d'un doublet est réalisée de la même façon que dans l'algorithme du paragraphe 5.2. Chaque point (n_i,t_i) correspond aux deux coordonnées

$$x_\varepsilon = x_0 \pm \varepsilon r \tag{5.28}$$

et pour le second plan

$$x'_{\varepsilon'} = x'_0 \pm \varepsilon' r' \tag{5.29}$$

où x_0 (x'_0) est la position du fil touché; r (r') est la distance à ce fil, calculée à partir du temps de dérive; ε (ε') $= \pm 1$ caractérise le coté du fil par lequel est passée la particule, pour le premier (second) plan du doublet.

Deux positions appartenant aux chambres décalées d'un doublet sont associées si au moins une des quatre combinaisons (en fonction de ε et ε') satisfait $|\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}| < \delta\theta_0$ avec

$$\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'} = \frac{x_\varepsilon - x'_{\varepsilon'}}{z - z'} - \frac{x_\varepsilon + x'_{\varepsilon'}}{z + z'} \tag{5.30}$$

où z (z') est la position du détecteur le long du faisceau, mesurée depuis le centre de la cible.

Pour des raisons de commodité, ce critère est ré-écrit sous la forme:

$$2\left|\frac{x_\varepsilon z' - x'_{\varepsilon'} z}{z + z'}\right| < d_0 \quad \text{avec} \quad d_0 = |z - z'|\delta\theta_0 \tag{5.31}$$

Pratiquement, la coupure d_0 est de l'ordre de la taille de la cellule de dérive pour chaque type de détecteur.

Au terme de cette étape, les données se présentent sous la forme de points (x_ε,z), avec $x_\varepsilon = x_0 + \varepsilon r$. Certains de ces points, appartenant à des chambres décalées, sont associés deux à deux. Cette association est utilisée dans la prochaine étape. Un traitement particulier est nécessaire pour les points n'ayant pu être associés, correspondant à des particules ne pointant pas vers la cible. C'est le cas notamment des particules issues de vertex secondaires dus à la désintégration en vol des produits de la diffusion initiale.

Probabilité droite/gauche.

Il s'agit à présent d'associer une probabilité p_ε à chacune des positions x_ε correspondant à chaque côté du fil ($x_\varepsilon = x_0 + \varepsilon r$). Cette probabilité s'exprime en fonction des $\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}$ correspondant aux quatre combinaisons possibles de ε et ε' (équation 5.30). On désigne par *position retenue* pour chaque plan la position appartenant au couple donnant la plus petite valeur de $\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}$.

L'expression de p_ε pour la première chambre dépend de la valeur de ε' pour la position retenue dans la seconde:

$$p_+ = \frac{\delta\theta_{-,\varepsilon'}}{\delta\theta_{+,\varepsilon'} + \delta\theta_{-,\varepsilon'}} \tag{5.32}$$

$$p_- = \frac{\delta\theta_{+,\varepsilon'}}{\delta\theta_{+,\varepsilon'} + \delta\theta_{-,\varepsilon'}} \tag{5.33}$$

de même l'expression de $p'_{\varepsilon'}$ pour la seconde chambre dépend de la valeur de ε pour la position retenue dans la première:

$$p'_+ = \frac{\delta\theta_{\varepsilon,-}}{\delta\theta_{\varepsilon,+} + \delta\theta_{\varepsilon,-}} \tag{5.34}$$

$$p'_- = \frac{\delta\theta_{\varepsilon,+}}{\delta\theta_{\varepsilon,+} + \delta\theta_{\varepsilon,-}} \tag{5.35}$$

De cette façon, les deux chambres décalées jouent un rôle identique. On vérifie par ailleurs que $p_+ + p_- = p'_+ + p'_- = 1$, et que la probabilité la plus élevée est donnée aux positions correspondant à la plus petite valeur de $\delta\theta_{\varepsilon,\varepsilon'}$.

Lorsqu'une particule passe proche d'un fil (par exemple dans la première chambre), $r \simeq 0$ et $\delta\theta_{+,\varepsilon'} \simeq \delta\theta_{-,\varepsilon'}$. On vérifie alors que $p_+ \simeq p_- \simeq 0.5$, ce qui constitue un résultat satisfaisant.

Lorsqu'il n'est pas possible d'effectuer l'association du paragraphe précédent pour certains points, les probabilités p_+ et p_- sont automatiquement fixées à 0.5.

Levée de l'ambiguïté droite/gauche.

Au terme de la levée d'ambiguïté droite/gauche, l'information conservée pour la suite de l'algorithme est un ensemble de positions x_ε pour chaque détecteur de type chambre à dérive, correspondant à la coordonnée mesurée dans la direction perpendiculaire aux fils du détecteurs, auxquelles sont associées une quantité p_ε correspondant à la probabilité pour que la particule soit passée de ce coté du fil.

Une coupure p_0 est ultérieurement appliquée sur la valeur de p_ε associée à x_ε. Seules sont conservées les positions pour lesquelles $p_\varepsilon \geq p_0$.

- Choisir $p_0 = 0$ revient à ne pas effectuer la levée des ambiguïtés.
- Choisir $p_0 \leq 0.5$ assure qu'au moins une des deux positions correspondant à chaque temps de dérive est systématiquement conservée.
- Choisir $p_0 > 0.5$ a pour conséquence de supprimer systématiquement les deux positions correspondant aux points n'ayant pu être associés car pour de telles positions $p_+ = p_- = 0.5$. Ce choix constitue donc une perte d'information.

5.7.4 Performances.

Dans la mesure où l'algorithme de reconstruction est appliqué à un échantillon d'événements simulés, il est possible de calculer la qualité du traitement précédent en comparant les positions conservées après la sélection basée sur la probabilité p_ε aux positions initiales.

Efficacité de la levée d'ambiguïté.

L'efficacité de la levée des ambiguïtés droite/gauche est définie comme la fraction des positions *vraies* (c'est à dire obtenues des données simulées) dont la probabilité p_ε est supérieure à p_0:

$$e = \frac{N_{MC}|(p > p_0)}{N_{MC}} \tag{5.36}$$

La figure 5.20 représente l'efficacité de la levée des ambiguïtés en fonction de la valeur de la coupure p_0, pour tous les détecteurs de type chambre à dérive (paragraphe 5.7.2).

	efficacité	pureté
Chambres à dérive	88.9	82.6
Pailles à dérive 6mm	92.2	87.3
Pailles à dérive 10mm	82.6	78.3
Tubes à dérive	75.9	68.5

Table 5.6: Efficacité et pureté de la levée des ambiguïtés droite/gauche pour $p_0 = 0.5$.

Plus la coupure p_0 est faible, meilleure est l'efficacité car la sélection est moins sévère. Pour $p_0 = 0$, elle vaut 100 %, comme attendu. La discontinuité constatée au voisinage de $p_0 = 0.5$ correspond aux points qui n'ont pu être associés. L'amplitude de cette discontinuité reflète l'importance relative de ces points.

Pureté de la levée d'ambiguïté.

La pureté de la levée d'ambiguïté est définie par le rapport entre le nombre de positions *vraies* satisfaisant la coupure p_0 sur le nombre total de positions satisfaisant cette coupure:

$$\rho = \frac{N_{MC}|(p > p_0)}{N|(p > p_0)} \tag{5.37}$$

La pureté vaut 1 lorsque seules des positions *vraies* satisfont la coupure. Dans tous les autres cas, $\rho < 1$.

La figure 5.21 représente la pureté de la levée des ambiguïtés en fonction de la valeur de la coupure p_0, pour tous les détecteurs de type chambre à dérive (paragraphe 5.7.2).

Plus la coupure p_0 est élevée, meilleure est la pureté, car le critère est plus sévère. Pour $p_0 = 0$ la pureté vaut 0.5, car toutes les positions sont sélectionnées, parmi lesquelles la moitié correspondent au mauvais choix de ε. A nouveau, il existe une discontinuité pour $p_0 = 0.5$, due aux points qui n'ont pu être associés.

Dans les paragraphes suivants, la coupure p_0 est fixée à 0.5 et l'on étudie la variation de l'efficacité en fonction de la nature et de la position du passage des particules dans les détecteurs. Le tableau 5.6 rassemble l'efficacité et la pureté de la levée des ambiguïtés droite/gauche dans tous les détecteurs de type chambre à dérive pour ce choix de p_0.

5.7.5 Traitement de l'information dans la suite de l'algorithme.

principe

L'objectif des prochains paragraphes est de quantifier l'importance de l'algorithme de levée des ambiguïtés décrit ci-dessus pour la reconstruction des trajectoires[(4)]. Pour ce faire, les trois situations suivantes sont comparées:

1. dans le premier cas, les coups miroirs dans les détecteurs de type chambre à dérive sont retirés artificiellement en amont de la reconstruction, c'est à dire au niveau de l'échantillon d'événements simulés. Cela correspond à la situation idéale, qui n'a de sens que dans le cadre de la simulation.

2. Dans le second cas, tous les coups (positions réelles et miroirs) sont pris en compte dans la reconstruction. La coupure p_0 introduite ci-dessus est choisie nulle. Cela revient à ne pas effectuer la levée des ambiguïtés droite/gauche. Tous les points (x_ε,p_ε) appartenant à des détecteurs de type chambre à dérive sont conservés quelle que soit la valeur de p_ε. La suppression des points correspondant à la mauvaise valeur de ε est laissée à l'algorithme de reconstruction des trajectoires;

3. Dans le dernier cas, la coupure p_0 vaut 0.5, ce qui est le choix par défaut et permet d'effectuer la levée d'ambiguïté, avec l'efficacité et la pureté donnée au paragraphe précédent.

Efficacité de reconstruction.

L'efficacité de reconstruction des trajectoires est le rapport entre le nombre de trajectoires reconstruites et le nombre de trajectoires simulées vérifiant certains critères dits de *reconstructibilité*. Ces critères concernent le nombre de détecteurs traversés par la particule dans chaque région du spectromètre de COMPASS (entre la cible et l'aimant SM1, entre l'aimant SM1 et le premier détecteur RICH, etc).

L'efficacité de reconstruction est donnée en fonction de l'énergie de la particule incidente. La figure 5.22 présente les résultats obtenus pour chacune des configurations.

Pour les trois situations, l'efficacité de reconstruction diminue pour les particules de basse énergie parce que leur trajectoire est d'autant plus affectée par la présence des champs magnétiques de fuite du solénoïde et du dipôle SM1.

[(4)] Plusieurs algorithmes de reconstruction des trajectoires sont disponibles au sein de CORAL. L'algorithme nommé TRAFFIC[41] est utilisé pour réaliser cette étude.

L'efficacité la meilleure est naturellement obtenue dans le cas idéal (figure 22.(a)). Par contre lorsque tous les coups (positions *vraies* et miroirs) sont pris en compte, l'utilisation de l'algorithme spécifique de levée des ambiguïtés présente de meilleurs résultats (figures 22.(b) et 22.(c)).

L'efficacité moyenne pour l'ensemble des énergies des particules incidentes est donnée pour chaque situation dans le tableau 5.7.

Trajectoires fantômes.

Les trajectoires fantômes sont les trajectoires reconstruites ne correspondant pas aux trajectoires des particules simulées. La figure 5.23 présente le rapport entre le nombre de trajectoires fantômes et le nombre de trajectoires susceptibles d'être reconstruites en fonction de l'énergie des particules pour les trois situations précédentes. Ce rapport est appelé la **contamination** de la reconstruction.

On constate que les variations de la contamination et celles de l'efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie des particules sont complémentaires. Ce résultat provient du fait que lorsque la reconstruction est efficace, il ne reste plus de coups *disponibles* pour les trajectoires fantômes.

A nouveau l'utilisation de l'algorithme spécifique de levée des ambiguïtés permet de réduire le nombre de trajectoires fantômes, s'approchant ainsi de la situation idéale.

Temps de calcul.

Le temps moyen par événement utilisé pour la reconstruction des trajectoires dans le spectromètre de COMPASS est donné dans le tableau 5.7. Il croît fortement avec le nombre de coups disponibles pour les trajectoires. Pour cette raison, le temps le plus court correspond à la situation idéale. Dans une situation réaliste, l'utilisation de l'algorithme de levée des ambiguïtés permet de réduire nettement ce temps, s'approchant ainsi du cas idéal.

	(a)	(b)	(c)
t/evt (ms)	465	962	478
efficacité	70.6 %	63.6 %	68.7 %

Table 5.7: Temps de calcul et efficacité moyenne de la reconstruction des trajectoires par TRAFFIC (a) lorsque les coups miroirs sont supprimés de la simulation; (b) sans levée des ambiguïté; (c) avec levée des ambiguïtés.

5.8 Conclusion.

Certaines des méthodes décrites dans la première partie de ce chapitre et appliquées à la simulation d'une station complète de chambres à dérive ont été adaptées à l'algorithme de reconstruction des trajectoires de COMPASS. Elles ont ainsi pu être appliquée aux autres détecteurs de type chambre à dérive du spectromètre.

L'utilisation de ces méthodes a permis d'une part d'améliorer l'efficacité de la reconstruction; d'autre part de réduire de moitié le temps de calcul par événement. Les contraintes sur ce temps de calcul sont sévères dans la mesure où l'on souhaite analyser les données parallèlement à leur acquisition. Le taux de trigger attendu pour COMPASS vaut en effet 10^4 événements par cycle SPS ($\simeq$ 10s). Par ailleurs environ 100 ordinateurs sont prévus pour analyser en parallèle ces événements (paragraphe 1.3.10). Il faut alors être capable d'analyser environ 10 événements par seconde, ce qui correspond à un temps de calcul de 100ms/événement.

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents ont étés obtenus alors que l'algorithme de reconstruction était en cours de développement. Des progrès ont été réalisés depuis aussi bien en terme d'efficacité que de temps de calcul. La méthode de levée des ambiguïtés décrite dans ce travail a été conservée et est utilisée pour l'analyse de la prise de données 2001.

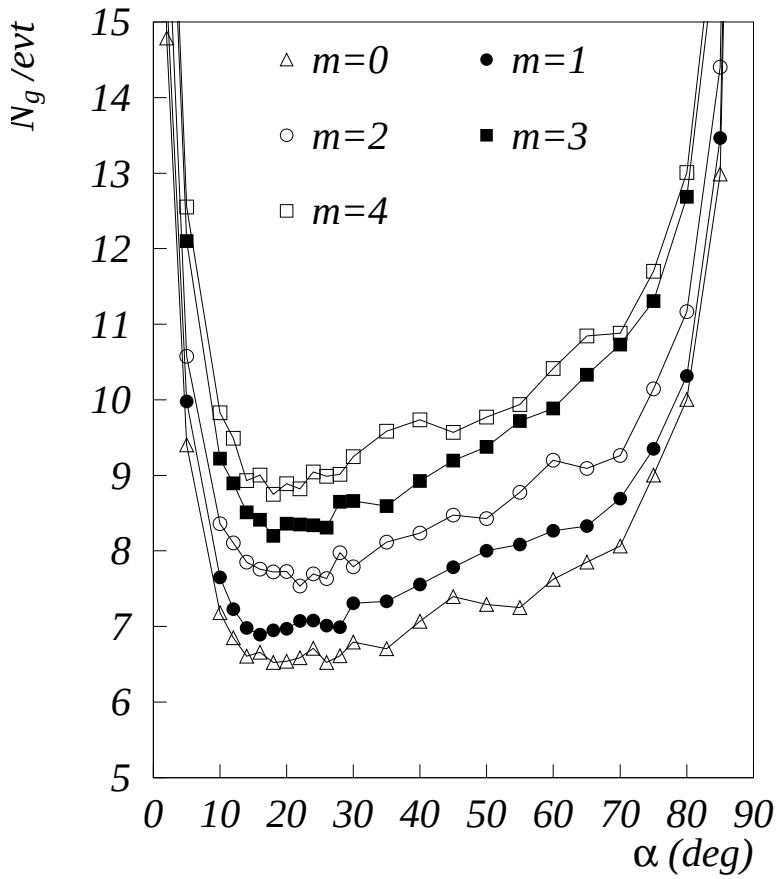


Figure 5.14: Nombre moyen de traces fantômes par événement en fonction du nombre de particules de bruit de fond. La configuration de la station de chambre à dérive est du type $XYUV$, la distance entre chambres consécutives vaut 8 mm.

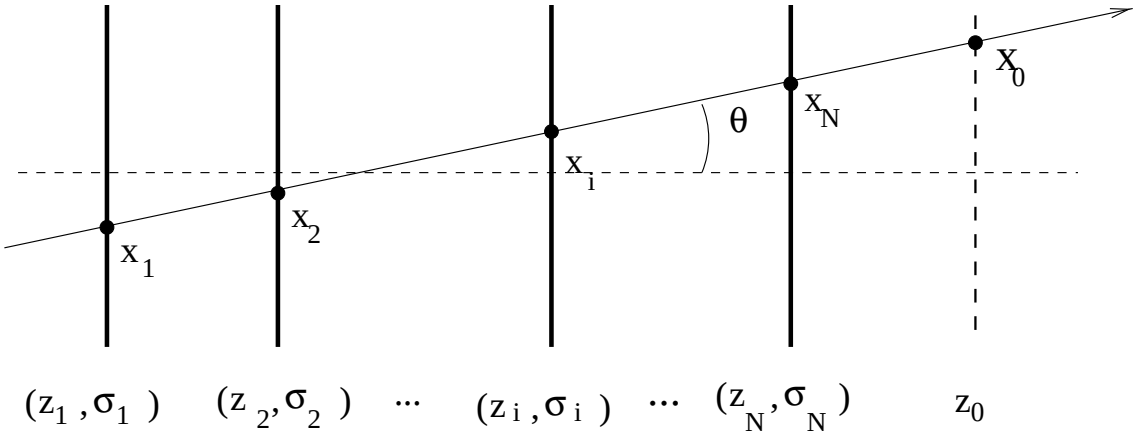
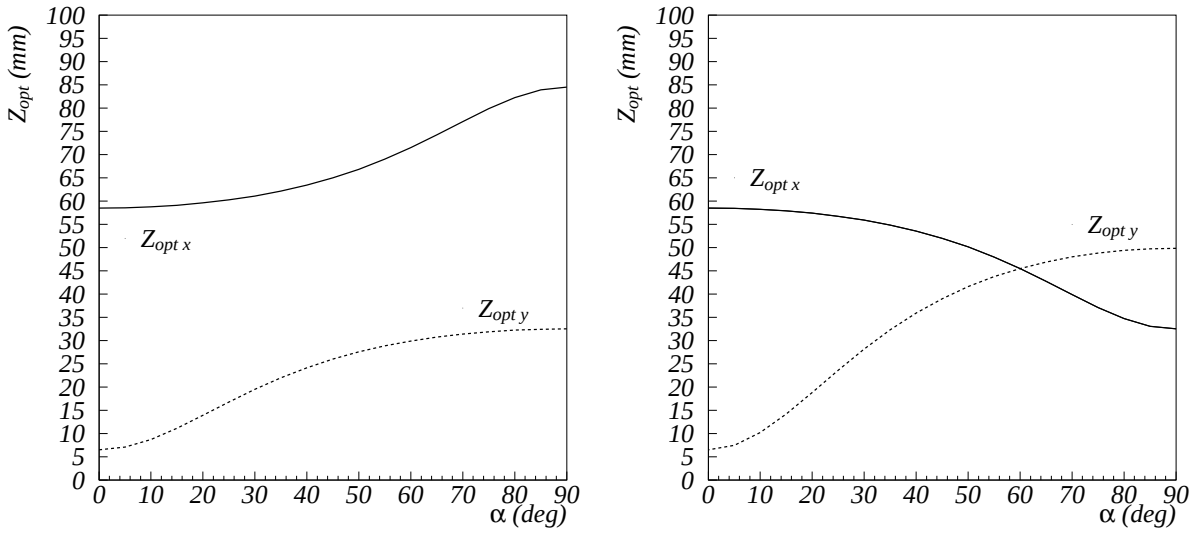


Figure 5.15: Dispositif de mesure et définition des grandeurs.



(a) $XUVY$ (b) $XYUV$

Figure 5.16: Abscisse des plans de reconstruction pour lesquels les résolutions spatiales σ_x et σ_y sont optimales, en fonction de l'angle α des chambres U et V par rapport à la verticale.

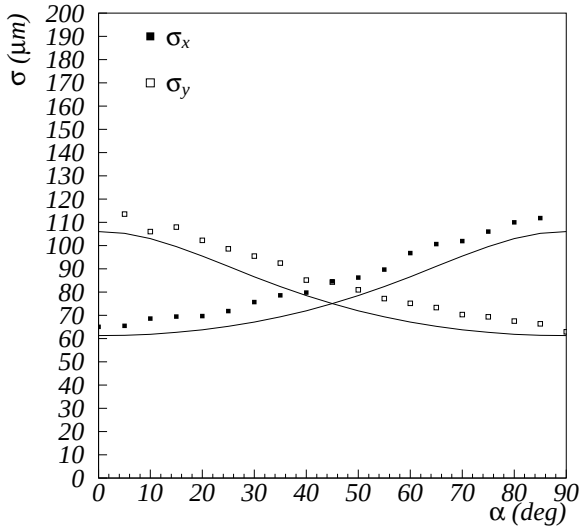
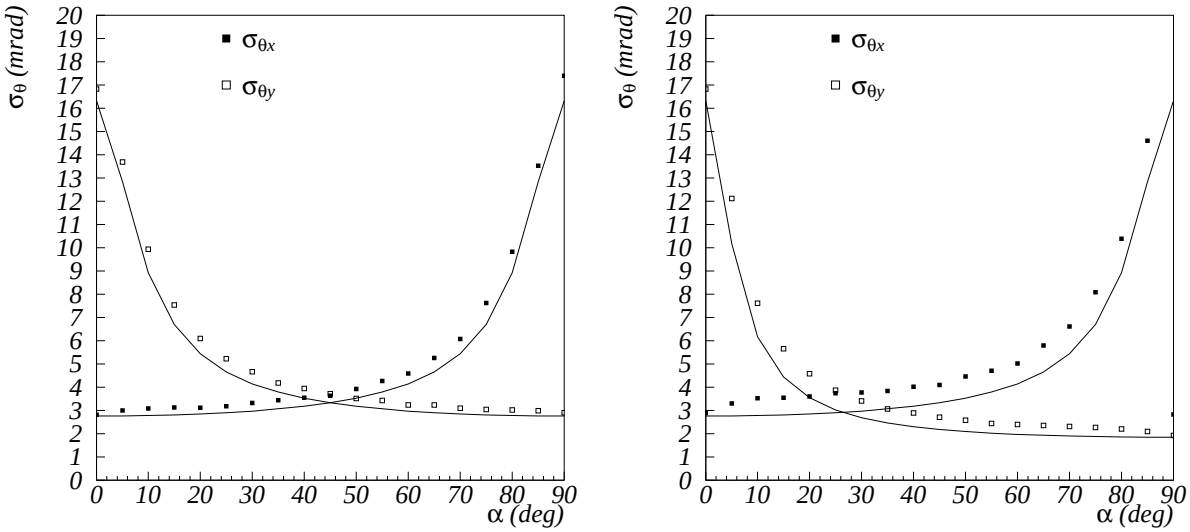


Figure 5.17: Résolutions spatiales calculées et simulées en fonction de α angle d'inclinaison des chambres U et V, pour une station de type $XUVY$.



(a) X U V Y (b) X Y U V

Figure 5.18: Résolutions angulaires en fonction de α, angle d'inclinaison des chambres U et V pour deux configurations de station de chambres à dérive.

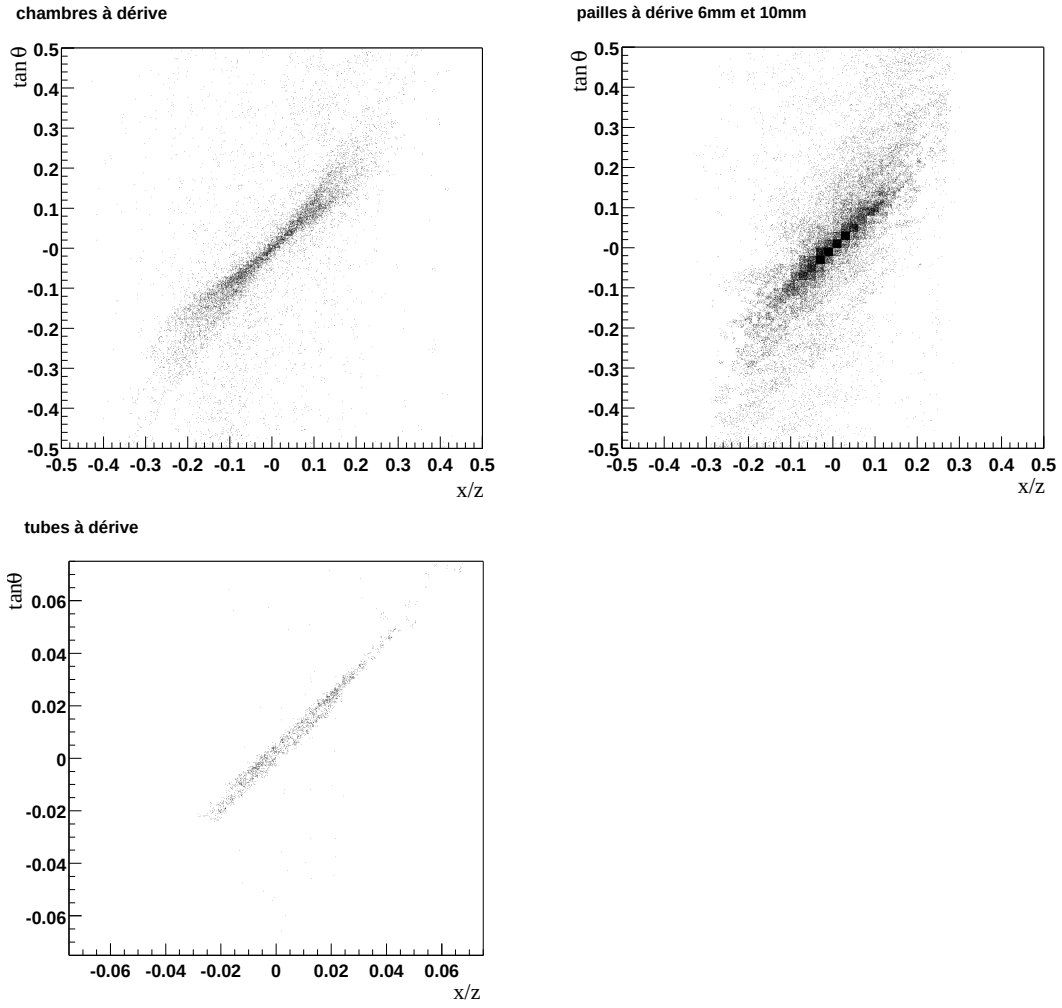


Figure 5.19: Corrélation entre x/z et $\tan\theta$ (x est la position de la particule (coordonnée perpendiculaire aux fils) dans le détecteur ; z la position du détecteur le long du faisceau et $\tan\theta$ l'angle d'incidence *local*.

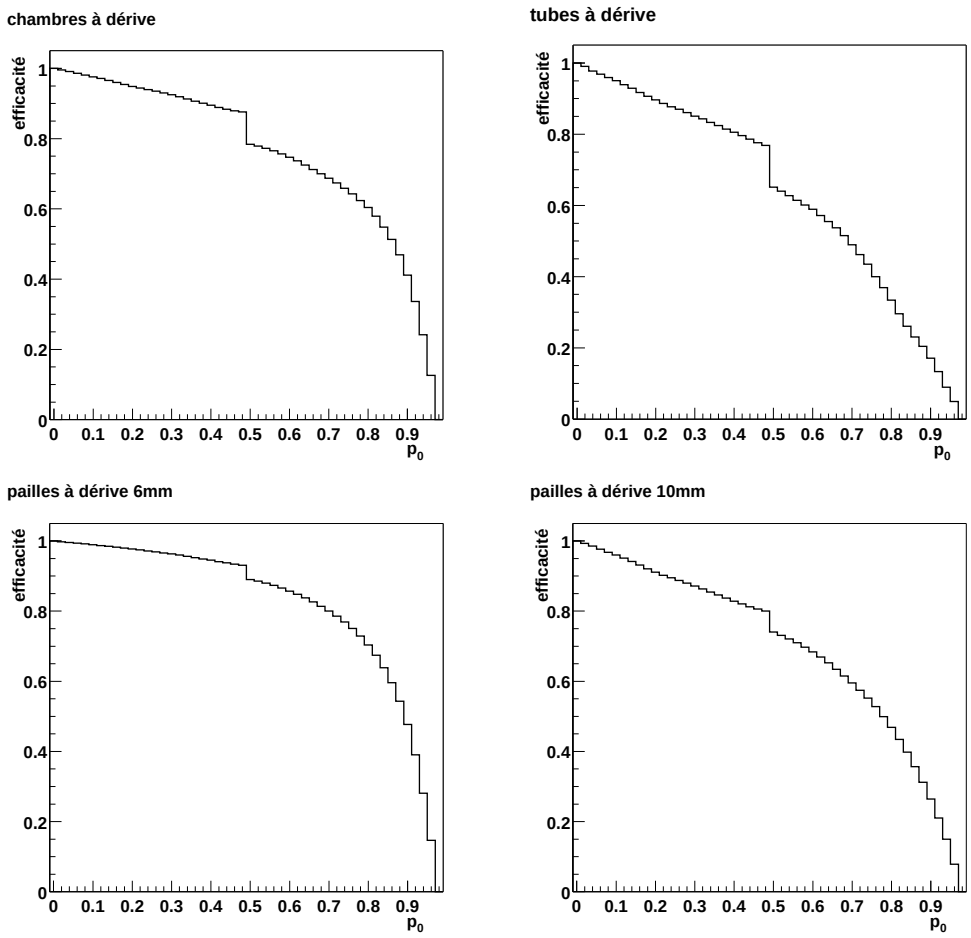


Figure 5.20: Efficacité de la levée des ambiguïtés en fonction de la coupure p_0 pour tous les détecteurs de type chambre à dérive.

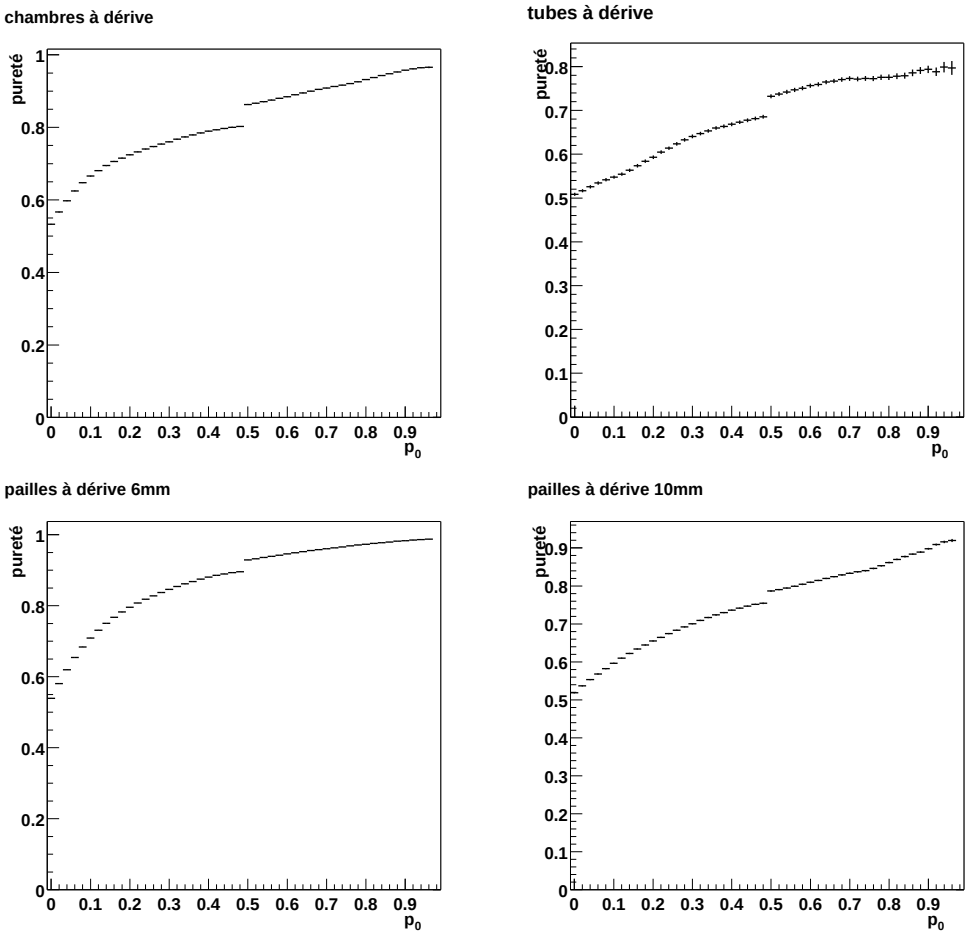
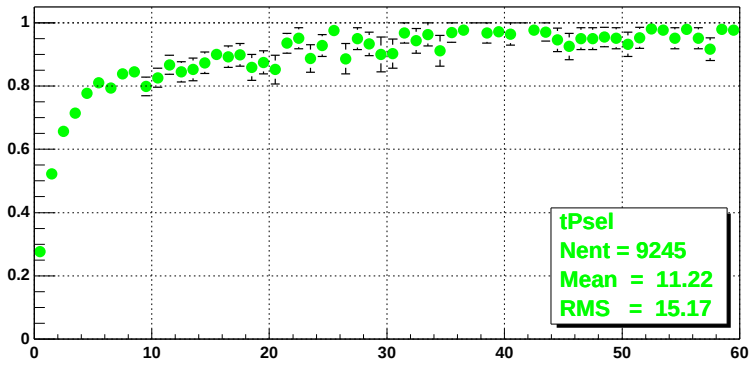
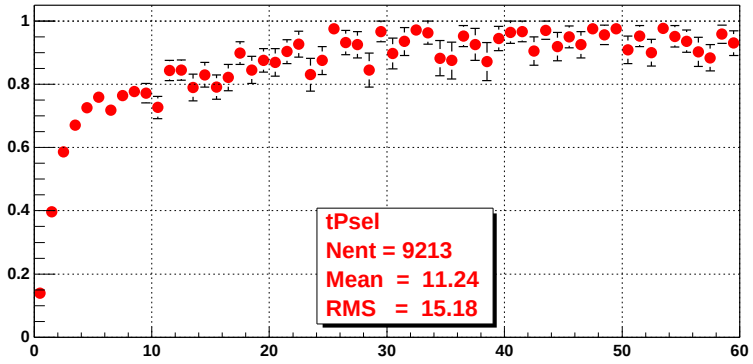


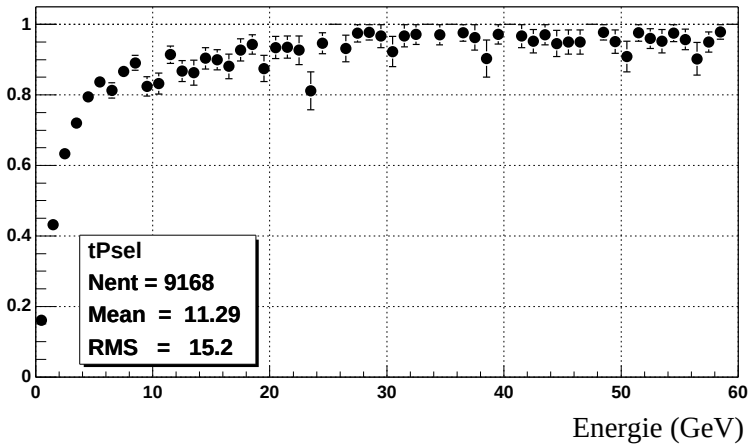
Figure 5.21: Pureté de la levée des ambiguïtés en fonction de la coupure p_0 pour tous les détecteurs de type chambre à dérive.



(a)

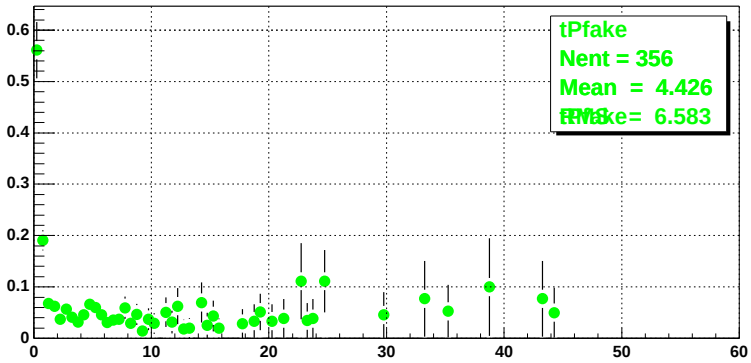


(b)

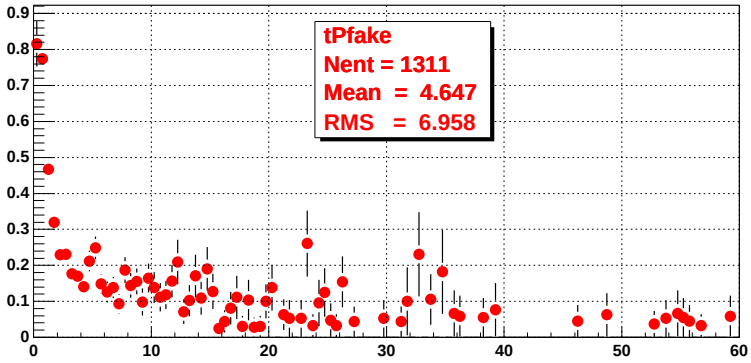


(c)

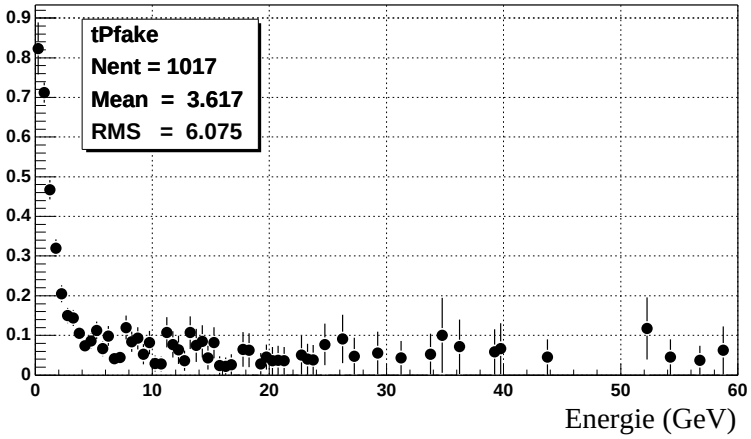
Figure 5.22: Efficacité de reconstruction des trajectoires (a) lorsque les coups miroirs sont supprimés de la simulation (cas idéal); (b) sans levée des ambiguïté ($p_0 = 0$); (c) avec levée des ambiguïtés ($p_0 = 0.5$).



(a)



(b)



(c)

Figure 5.23: Proportion de trajectoires *fantômes* reconstruites par l'algorithme TRAFFIC (a) lorsque les coups miroirs sont supprimés de la simulation; (b) sans levée des ambiguïté; (c) avec levée des ambiguïtés.

Chapitre 6

Etude de l'acceptance du spectromètre de l'expérience COMPASS.

6.1 Introduction.

L'acceptance du spectromètre de l'expérience COMPASS est le rapport entre le nombre d'événements de type fusion photon/gluon détectés par le spectromètre et le nombre total de ce type d'événements. Une acceptance différente est définie pour chaque canal d'identification des événements de type fusion photon-gluon, dans la mesure où ils ne font pas appel aux même propriétés du spectromètre (paragraphe 1.2.3):

1. la détection de décroissance $D^0 \rightarrow K\pi$
2. la détection de décroissance $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$
3. la détection de deux hadrons h et h' de grande impulsion transverse

Dans la mesure où le spectromètre ne couvre pas la totalité de l'angle solide entourant la cible polarisée, une fraction des événement est perdue et l'acceptance est strictement inférieure à 1. Elle doit cependant être la plus grande possible afin de maximiser le nombre d'événements détectés, ce qui réduit l'erreur statistique sur ΔG (paragraphe 1.2.4).

Ce chapitre a pour objectif de quantifier en terme d'acceptance le rôle des chambres à dérive situées entre la cible polarisée et l'aimant SM1. L'étude correspondante ne concerne que le premier spectromètre de COMPASS

(paragraphe 1.3). En outre seuls les canaux 1 et 2 (détection de D^0 ou de D^*) ont été considérés.

6.2 Principe.

6.2.1 Dispositif simulé.

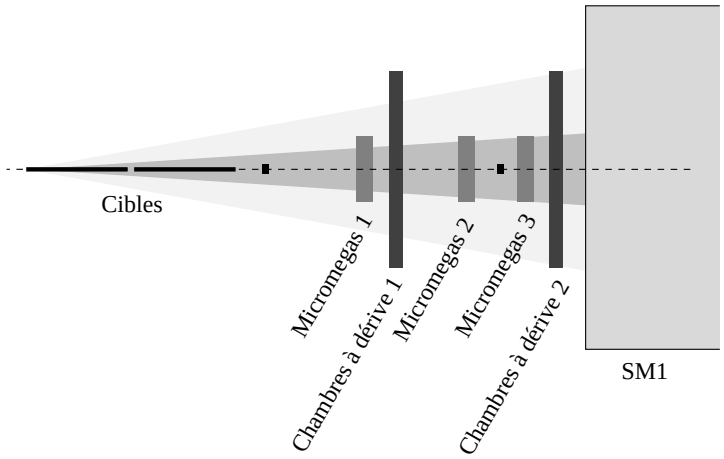


Figure 6.1: Position des détecteurs dans la région du spectromètre comprise entre la cible polarisée et l'aimant dipolaire SM1. Les zones ombrées correspondent à l'acceptance du spectromètre pour deux configurations des détecteurs.

Afin de caractériser le rôle des chambres à dérive dans le spectromètre de COMPASS, deux configurations de détecteurs ont été étudiées:

- la première configuration correspond au spectromètre complet, tous les détecteurs étant à leur position nominale;
- la seconde configuration correspond à un spectromètre réduit pour lequel les deux stations de chambres à dérive ont été retirées.

Ces deux configurations sont représentées sur la figure 6.1 ainsi que les acceptances *géométriques* correspondante.

6.2.2 Echantillon d'événements simulés

Les événements de type fusion photon-gluon utilisés pour cette étude ont été générés à l'aide du logiciel AROMA [42]. Il permet de reproduire la production

de quarks lourds, dont le charme, ainsi que les mésons correspondants au terme de l'hadronisation de ces quarks, lors de processus de diffusion profondément inélastique. Seuls sont retenus les événements pour lesquels un méson D^0 (D^*) est produit dont le mode de décroissance est celui du canal 1 (2) d'identification de la fusion photon-gluon. Les coupures cinématiques définies dans le paragraphe 1.2.3 et permettant de réduire le bruit de fond combinatoire sont ensuite appliquées. Elles sont:

- pour les événements D^0, $|\cos\theta_K^*| < 0.5$ et $z_D > 0.25$;
- pour les événements D^*, $|\cos\theta_K^*| < 0.85$ et $z_D > 0.2$.

où θ_K^* est l'angle d'émission du kaon dans le référentiel du centre de masse du D_0 mesuré par rapport à l'axe de l'impulsion du D^0 et z_D le rapport entre l'énergie du D^0 et celle du photon virtuel.

Il n'a pas été ajouté de bruit de fond aux événements générés par AROMA dans la mesure où, en première approximation, il est sans incidence sur l'acceptance du spectromètre.

Enfin trois échantillons différents ont étés générés, correspondant à des énergies du faisceau distinctes: 100 GeV, 160 GeV et 190 GeV.

6.2.3 Détermination de l'acceptance

Un événement de type fusion photon-gluon est considéré comme accepté lorsque

- le muon diffusé est détecté par le système de déclenchement (trigger);
- les particules correspondant à chaque canal, c'est à dire la paire Kπ pour le canal D^0 et le triplet K$\pi\pi_s$ pour le canal D^* sont détectées par le spectromètre (acceptance géométrique). Pour cela elles doivent traverser la fenêtre de sortie de l'aimant de la cible puis l'ensemble des détecteurs du premier spectromètre.

Détection du muon diffusé

Le trigger est un ensemble complexe constitué de plastiques scintillants situés en divers endroits du spectromètre. Plutôt que de décrire cet ensemble dans le dispositif simulé présenté dans le paragraphe 6.2.1, l'efficacité de détection du muon diffusé par le trigger est paramétrisée en fonction des grandeurs cinématiques y et Q^2 (y est le rapport entre l'énergie du photon virtuel et celle du muon). Cette

efficacité est notée $e(y, Q^2)$. La valeur moyenne de e sur un ensemble d'intervalles de y et Q^2 est donnée dans [43].

Pour une énergie du faisceau valant 100 GeV, l'efficacité moyenne de détection du muon diffusé sur l'ensemble de l'échantillon d'événements générés (D^0 ou D^*) vaut environ 87 %.

Acceptance géométrique

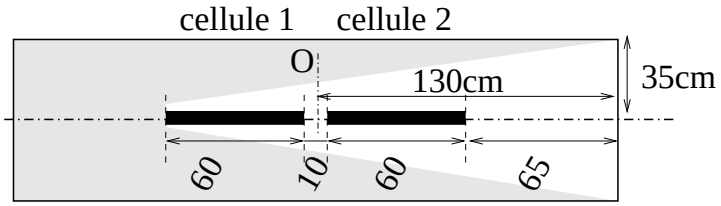


Figure 6.2: Vue schématique de la cible polarisée de COMPASS et de son enceinte.

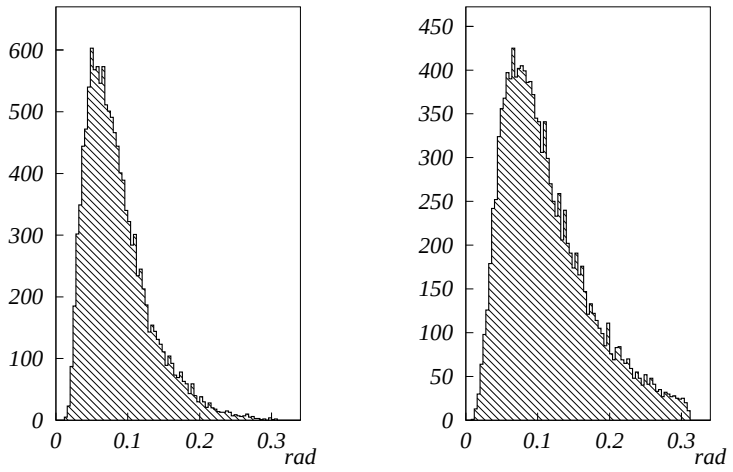
Fenêtre de sortie de l'aimant de la cible:
La figure 6.2 représente une vue schématique *à l'échelle* de la cible polarisée de COMPASS et de l'aimant. Sur cette figure comme dans la suite de ce chapitre la cellule 1 est la cellule amont; la cellule 2 la cellule aval. Les dimensions indiquées sur cette figure permettent de déterminer l'angle d'acceptance correspondant à la fenêtre de sortie de l'aimant. Naturellement, cet angle varie selon la position dans la cible. Il vaut 180 mrad pour les particules émises en entrée de la cible.

Angle solide couvert par les détecteurs:

Les figure 6.3 et 6.4 représentent l'angle d'émission au vertex des pions et kaons produits lors d'événements D^0 et D^*, respectivement, respectant les coupures cinématiques précédentes. L'énergie du faisceau vaut 100 GeV.

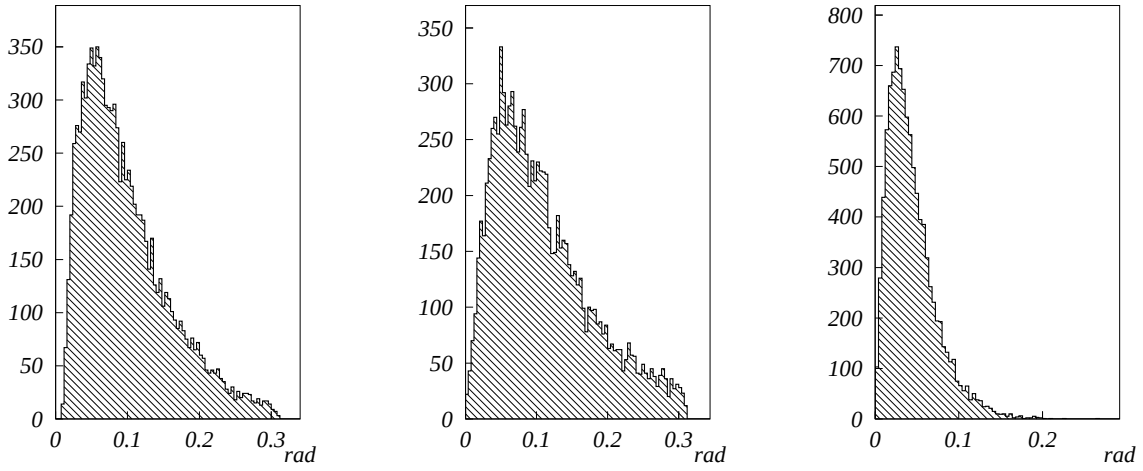
Compte tenu de la figure 6.1, l'acceptance géométrique du premier spectromètre dans le cas du dispositif complet est définie par la zone active de la seconde station de chambre à dérive. Elle correspond à un disque de rayon 60 cm. Il est adapté à la fenêtre d'entrée de l'aimant SM1. L'angle correspondant, calculé depuis l'entrée de la cible, vaut 180 mrad.

Dans le cas du spectromètre réduit (sans les chambres à dérive), l'acceptance correspond à la zone active de la troisième station Micromégas, soit un cercle de rayon 20 cm. L'angle correspondant, calculé pour l'entrée de la cible vaut 65 mrad.



(a) K (b) π

Figure 6.3: Angle d'émission au vertex du kaon et du pion par rapport à l'axe du faisceau pour des événements $D^0 \rightarrow K\pi$. L'énergie du faisceau vaut 100 GeV.



(a) K (b) π (c) π_s

Figure 6.4: Angle d'émission au vertex du kaon et des pions par rapport à l'axe du faisceau pour des événements $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$. L'énergie du faisceau vaut 100 GeV.

6.3 Résultats.

6.3.1 Acceptance du spectromètre complet.

Les tableaux 6.1 et 6.2 rassemblent les valeurs de l'acceptance du spectromètre de l'expérience COMPASS pour les événements D^0 et D^* vérifiant les coupures cinématiques précédentes.

énergie	cellule	K	π	K + π
100 GeV	cellule 1	84.9 %	79.0 %	77.4 %
	cellule 2	86.6 %	84.9 %	84.7 %
	moyenne	85.8 %	84.9 %	81.0 %
160 GeV	cellule 1	86.5 %	83.9 %	83.9 %
	cellule 2	86.4 %	85.7 %	85.7 %
	moyenne	86.5 %	84.8 %	84.8 %
190 GeV	cellule 1	86.6 %	84.8 %	84.7 %
	cellule 2	86.6 %	86.1 %	86.1 %
	moyenne	86.6 %	85.4 %	85.4 %

Table 6.1: Acceptance du spectromètre complet de l'expérience COMPASS pour les événements $D^0 \rightarrow K\pi$ vérifiant les coupure cinématiques *standards* (paragraphe 6.2.2).

énergie	cellule	K	π	π_s	K + π + π_s
100 GeV	cellule 1	80.8 %	77.4 %	86.8 %	71.8 %
	cellule 2	85.6 %	83.8 %	86.8 %	82.7 %
	moyenne	83.2 %	80.6 %	86.8 %	77.3 %
160 GeV	cellule 1	85.3 %	82.8 %	86.8 %	81.4 %
	cellule 2	86.5 %	85.4 %	86.7 %	85.2 %
	moyenne	85.9 %	84.1 %	86.8 %	83.3 %
190 GeV	cellule 1	85.5 %	82.8 %	86.3 %	82.0 %
	cellule 2	86.6 %	85.8 %	86.7 %	85.8 %
	moyenne	86.1 %	84.3 %	86.5 %	83.9 %

Table 6.2: Identique à 6.1 pour les événements $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$ vérifiant les coupure cinématiques *standards* (paragraphe 6.2.2).

A 100 GeV, l'énergie nominale du faisceau pour COMPASS, l'acceptance moyenne vaut 81.0 % pour les événements D^0 et 77.3 % pour les événements D^*. Dans les deux cas, la principale contribution à la perte d'acceptance est l'inefficacité de détection du muon diffusé par le système de déclenchement (paragraphe 6.2.3).

Les différences d'acceptance entre les particules présentes dans l'état final (pions et kaons) sont compatibles avec les distributions de l'angle d'émission de ces particules au vertex (figures 6.3 et 6.4).

6.3.2 rapports d'acceptances entre le spectromètre *réduit* et le spectromètre complet.

Les tableaux 6.3 et 6.4 présentent les rapports d'acceptances entre le spectromètre réduit et le spectromètre complet pour les événements de type $D^0 \rightarrow \mathrm{K}\pi$ et $D^* \rightarrow \mathrm{K}\pi\pi_s$, respectivement, calculés pour chacune des particules requises dans l'état final et chacune des cellules de la cible. Chaque rapport d'acceptances est défini par

$$\alpha = \frac{a_{mm}}{a_{tot}} = \frac{N_{mm}}{N_{tot}} \tag{6.1}$$

où l'indice mm correspond au spectromètre réduit (l'acceptance est définie par la troisième station de chambres Micromégas) et l'indice tot au spectromètre complet.

énergie	cellule	K	π	K + π
100 GeV	cellule 1	46.6 %	30.2 %	17.1 %
	cellule 2	67.1 %	47.5 %	35.1 %
	moyenne	56.9 %	38.9 %	26.1 %
160 GeV	cellule 1	74.2 %	55.3 %	44.4 %
	cellule 2	88.9 %	70.3 %	63.9 %
	moyenne	81.6 %	62.8 %	54.2 %
190 GeV	cellule 1	83.6 %	64.0 %	55.9 %
	cellule 2	94.4 %	77.9 %	73.9 %
	moyenne	89.0 %	71.0 %	64.9 %

Table 6.3: Rapports d'acceptances entre le spectromètre réduit (sans chambres à dérive) et le spectromètre complet pour les événements $D^0 \rightarrow \mathrm{K}\pi$.

6.3.3 Discussion.

Les rapports d'acceptances sont systématiquement plus élevés pour la seconde cellule que pour la première parce qu'elle est plus proche de la fenêtre de sortie de l'aimant de la cible et des détecteurs.

énergie	cellule	K	π	π_s	$K + \pi + \pi_s$
100 GeV	cellule 1	44.0 %	41.0 %	87.3 %	13.9 %
	cellule 2	58.2 %	51.1 %	94.3 %	26.2 %
	moyenne	51.1 %	46.1 %	90.8 %	20.1 %
160 GeV	cellule 1	65.6 %	59.1 %	94.8 %	36.6 %
	cellule 2	78.4 %	70.1 %	97.9 %	53.6 %
	moyenne	72.0 %	64.6 %	96.4 %	45.1 %
190 GeV	cellule 1	72.5 %	63.5 %	95.9 %	43.9 %
	cellule 2	83.9 %	75.7 %	98.5 %	62.5 %
	moyenne	78.2 %	69.6 %	97.2	53.2 %

Table 6.4: Identique à 6.3 pour les événements $D^* \to K\pi\pi_s$.

Les rapports d'acceptances sont plus élevés lorsque l'énergie des muons du faisceau augmente parce que les particules sont en moyenne émises à plus petit angle dans le référentiel du laboratoire.

Pour les événements $D^* \to K\pi\pi_s$, l'acceptance reste importante pour le π_s ce qui peut paraître surprenant dans la mesure où son énergie est faible. Dans le référentiel du D^* cette particule est produite avec une faible impulsion. Pour cette raison elle est pratiquement colinéaire au D^* dans le référentiel du laboratoire, ce qui explique qu'elle est émise à petit angle (figure 4.(c)). Par contre les rapports d'acceptances pour le pion et le kaon sont plus faibles que pour les événements $D^0 \to K\pi$ parce que les coupures cinématiques sur $\cos\theta^*_K$ et z_D de l'échantillon sont moins sévère (paragraphe 6.2.2), ce qui augmente la valeur moyenne de l'angle d'émission du pion et du kaon (figures 6.3 et 6.4).

A 100 GeV, l'énergie nominale du faisceau pour COMPASS, seuls 26 % des événements D^0 et 20 % des événements D^* subsistent dans l'acceptance du spectromètre lorsque les chambres à dérive sont retirées.

6.4 Pouvoir d'analyse.

6.4.1 Moyenne effective sur les cellules de la cible.

La différence de taux de comptage entre les deux cellules de la cible due à la différence d'acceptance affecte l'erreur statistique commise sur la valeur de l'asymétrie expérimentale mesurée

$$A_{exp} = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \tag{6.2}$$

Si en effet l'acceptance de la cellule 1 et proche de 0, la valeur de A_{exp} dépend peu de N_2 et l'erreur statistique est grande. On montre que l'erreur δA_{exp} dépend des acceptances a_1 et a_2 correspondant à chaque cellule selon l'équation

$$\delta A_{exp} \propto \frac{1}{\sqrt{N\left[1-\left(\frac{a_1-a_2}{a_1+a_2}\right)^2\right]}} \tag{6.3}$$

où a_1 et a_2 correspondent à chaque cellule et $N = N_1 + N_2$ est le nombre total d'événements. L'erreur est minimale lorsque $a_1 = a_2$.

Pour prendre cette propriété en compte dans le calcul des rapports d'acceptances correspondant à chaque configuration sur l'ensemble de la cible, il convient de définir une moyenne effective donnée par

$$\alpha = \frac{\alpha_1+\alpha_2}{2}\left[1-\left(\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\alpha_1+\alpha_2}\right)^2\right] \tag{6.4}$$

où α, α_1 et α_2 sont les rapports d'acceptance (équation 6.1) pour l'ensemble de la cible et pour chaque cellule, respectivement.

6.4.2 Pondération des événements.

Jusqu'à présent, tous les événements ont été supposés contribuer de façon identique à la mesure de $\Delta G/G$, ce qui n'est pas correct. Le rapport $\Delta G/G$ est calculé à partir de l'asymétrie expérimentale A_{exp} à l'aide de l'équation suivante (paragraphe 1.2)

$$A_{exp} = P_b P_t f \left\langle \frac{\int \Delta\sigma_{\mu g}\Delta G}{\int \sigma_{\mu g} G} \right\rangle \simeq P_b P_t f \left\langle A^{||}_{\mu g} \times \frac{\Delta G}{G} \right\rangle_{\eta} \tag{6.5}$$

où P_b est la polarisation du faisceau, P_t est la polarisation de la cible, f le facteur de dilution et $A^{||}_{\mu g} = \Delta\sigma_{\mu g}/\sigma_{\mu g}$ est l'asymétrie élémentaire de diffusion d'un muon sur un gluon[(1)]. La valeur moyenne est effectuée sur les valeurs accessibles de η, la fraction de l'impulsion du proton portée par le gluon.

Chacun des facteurs multiplicatifs précédents est susceptible de varier d'un événement à l'autre. La façon la plus pertinente de prendre ces variations en compte (c'est à dire celle qui minimise l'erreur statistique) consiste à pondérer chaque événement

[(1)] L'asymétrie muon-gluon $A^{||}_{\mu g}$ correspond au produit $DA^{||}_{\gamma\mu}$ utilisé dans l'équation 1.41.

intervenant dans le calcul de l'asymétrie par la valeur de ces facteurs, soit

$$\widetilde{A}_{exp} = \frac{\sum_1 w - \sum_2 w}{\sum_1 w^2 + \sum_2 w^2} \tag{6.6}$$

où w est le poids affecté à chaque événement et où l'indice sous les signes somme correspond à chaque cellule de la cible.

En première approximation, les distributions de P_b, P_t et f sont indépendantes de l'acceptance du spectromètre. Pour cette raison, ces paramètres sont considérés constants et n'interviennent pas dans la pondération. Ce n'est pas le cas de $A^{||}_{\mu g}$car il dépend des grandeurs cinématiques caractéristiques de la diffusion. La pondération utilisée est donc

$$w = A^{||}_{\mu g} \tag{6.7}$$

L'asymétrie $\widetilde{A}_{exp}$ est alors reliée à $\Delta G/G$ par

$$\widetilde{A}_{exp} = P_b P_t f \left\langle \frac{\int \left(\Delta\sigma^2_{\mu g}/\sigma_{\mu g}\right) \Delta G}{\int \left(\Delta\sigma^2_{\mu g}/\sigma_{\mu g}\right) G} \right\rangle \simeq P_b P_t f \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle_\eta \tag{6.8}$$

Dans la deuxième égalité, approchée, l'asymétrie élémentaire $A^{||}_{\mu g}$ n'apparaît plus, ce qui est le résultat de la pondération précédente.

La figure 6.5 représente la distribution des valeurs de $A^{||}_{\mu g}$pour les événements D^0 acceptés dans la configuration complète et dans la configuration réduite, pour une énergie de faisceau valant 160 GeV. La différence entre ces deux distributions est aussi représentée. La valeur moyenne de $A^{||}_{\mu g}$est plus élevée pour le spectromètre réduit que pour le complet, ainsi que pour la différence. Cela signifie que les événements perdus lorsque l'acceptance est réduite par la suppression des chambres à dérive ont une contribution plus faible à la mesure de $\Delta G/G$ que les événements conservés.

Compte tenu de l'expression de $\widetilde{A}_{exp}$, l'erreur statistique commise sur la mesure de cette grandeur fait apparaître un facteur $A^{||\,2}_{\mu g}$ supplémentaire. Pour prendre en compte ce facteur, il convient de définir le rapport d'acceptances *pondéré*

$$\widetilde{\alpha} = \frac{\sum_{mm} A^{||\,2}_{\mu g}}{\sum_{tot} A^{||\,2}_{\mu g}} \tag{6.9}$$

6.4.3 Résultats

Les tableaux 6.5 et 6.6 présente les rapports d'acceptance *pondérés* conformément à l'équation 6.9 entre le spectromètre complet et le spectromètre réduit (sans

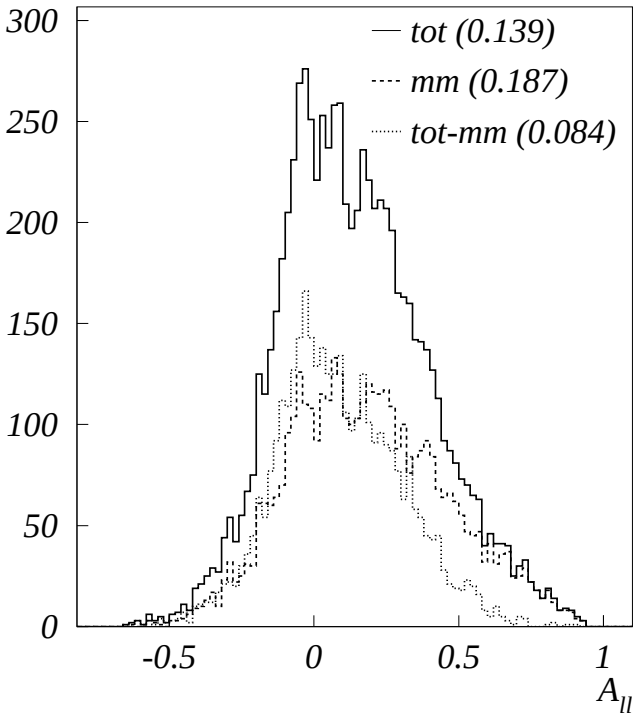


Figure 6.5: Distribution de $A_{\mu g}^{||}$pour les événements D^0 acceptés dans la configurations complète (ligne pleine), réduite (traits) et différence entre les deux distributions (points). La valeur indiquée est la moyenne de la distribution. L'énergie des muons vaut 160 GeV.

chambres à dérive) pour des événements de type D^0 et D^*, respectivement.

Comme attendu, les rapports d'acceptance pondérés sont systématiquement supérieurs aux résultats *bruts* (tableaux 6.3 et 6.4) d'environ 10 %, ce qui réduit le rôle des chambres à dérive dans le spectromètre. Cependant les valeurs restent faibles: à 100 GeV, seuls 35 % et 27 % de la statistique subsiste lorsque les chambres à dérive sont retirées, pour les événements D^0 et les événement D^*, respectivement.

6.4.4 conclusion

Les résultats précédents montrent que les chambres à dérive jouent un rôle considérable dans l'acceptance du spectromètre de COMPASS. A 100 GeV elles sont nécessaire à la détection de 55 % des événements $D^0 \to K\pi$ (tableau 6.3 *vs* 6.1) et 57 % des événements $D^* \to K\pi\pi_s$ (tableau 6.4 *vs* 6.2).

Ces chiffres diminuent légèrement si l'on considère les rapports d'acceptances corrigés par le pouvoir d'analyse (tableaux 6.5 et 6.6).

énergie	cellule	K	π	K + π
100 GeV	cellule 1	58.5 %	41.7 %	27.4 %
	cellule 2	77.9 %	61.6 %	50.7 %
	moyenne	67.7 %	49.6 %	35.3 %
160 GeV	cellule 1	85.5 %	69.6 %	62.6 %
	cellule 2	95.1 %	82.1 %	78.7 %
	moyenne	90.1 %	75.3 %	69.7 %
190 GeV	cellule 1	91.9 %	75.9 %	71.6 %
	cellule 2	97.7 %	86.0 %	84.2 %
	moyenne	94.7 %	80.6 %	77.3 %

Table 6.5: Rapports d'acceptances *pondéré* entre le spectromètre réduit (sans chambres à dérive) et le spectromètre complet pour les événements $D^0 \rightarrow \mathrm{K}\pi$. La moyenne effectuée sur les deux cellules est calculée à l'aide de l'équation 6.4.

énergie	cellule	K	π	π_s	K + π + π_s
100 GeV	cellule 1	52.2 %	49.7 %	93.3 %	22.1 %
	cellule 2	67.0 %	59.7 %	97.5 %	36.6 %
	moyenne	58.5 %	54.1 %	95.4 %	27.2 %
160 GeV	cellule 1	75.1 %	67.1 %	98.1 %	48.6 %
	cellule 2	86.5 %	77.3 %	99.1 %	65.9 %
	moyenne	80.4 %	71.8 %	98.6 %	55.8 %
190 GeV	cellule 1	79.5 %	73.3 %	98.6 %	56.6 %
	cellule 2	89.9 %	82.2 %	99.5 %	73.0 %
	moyenne	84.4 %	77.4 %	99.0 %	63.7 %

Table 6.6: Identique à 6.5 pour les événements $D^* \rightarrow \mathrm{K}\pi\pi_s$.

La correction précédente n'est pas complète car seule l'asymétrie $A_{\mu g}^{||}$ a été prise en compte dans le pouvoir d'analyse alors qu'il serait plus correct de considérer aussi les variations du rapport signal sur bruit, noté N_s/N_{bg} (paragraphe 1.2.4) en fonction de l'angle d'émission du D^0 (du D^*). Les résultats correspondants ne sont pas présentés dans ce travail car ils ont été réalisés à une date trop tardive.

Lorsque l'asymétrie expérimentale A_{exp} est pondérée non seulement par $A_{\mu g}^{||}$ mais aussi par N_s/N_{bg}, les coupures cinématiques sur $|\cos\theta_K^*|$ et z_D ne sont plus nécessaires. Cela augmente considérablement l'échantillon d'événements D^0 ou D^* candidats. Les valeurs présentées dans ce chapitre doivent alors être réévaluées. On montre que cette opération augmente le rôle des chambres à dérive dans le spectromètre.

6.5 Acceptance du spectromètre pour la prise de donnée 2001.

6.5.1 Modifications par rapport au spectromètre complet.

Pour la prise de donnée de l'année 2001, certains éléments du spectromètre de l'expérience COMPASS *nominal* ne sont pas disponibles. Il en résulte un certain nombre de modifications, décrites ci-après.

Aimant solénoïdal de la cible polarisée

Le solénoïde de grande ouverture construit pour l'expérience COMPASS n'est pas disponible pour l'année 2001. L'aimant utilisé pour la cible polarisée de l'expérience SMC, antérieure à COMPASS sera utilisé en remplacement. Il est représenté schématiquement sur la figure 6.6. La fenêtre de sortie de cet aimant est plus petite que celle de l'aimant de COMPASS (13.25 cm contre 35 cm). Il en résulte une réduction considérable de l'acceptance géométrique: l'angle d'ouverture de la fenêtre de sortie de l'aimant vue depuis l'entrée de la cible vaut 70 mrad contre 180 pour l'aimant de COMPASS.

Pour réduire quelque peu la diminution correspondante du nombre d'événements il a alors été décidé d'utiliser le faisceau de muons non pas à 100 GeV (le choix nominal) mais à 160 GeV.

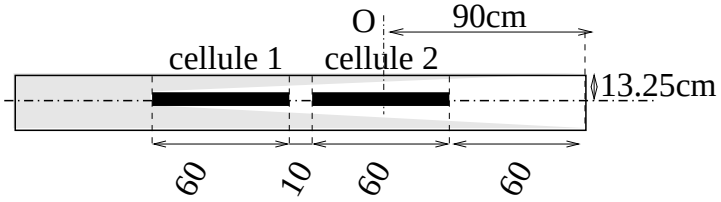


Figure 6.6: Vue schématique de la cible polarisée de l'expérience SMC et de son enceinte. Le point O est le centre de l'aimant nominal (figure 6.2). Le centre de l'aimant SMC est décalé de 35 cm en aval de O.

Détecteurs de particules pour la reconstruction des trajectoires

Une partie des détecteurs de particules prévus pour le spectromètre complet ne sont pas disponible pour l'année 2001. Devant l'aimant SM1, seules deux des trois stations de chambres Micromégas, et une des deux stations de chambres à

dérive sont présentes. Derrière l'aimant, seule une petite fraction des plans de pailles à dérive (*straw tubes*) est présente. Pour permettre la reconstruction des trajectoires derrière SM1, il a été décidé de déplacer la station de chambres à dérive disponible dans cette région.

Compte tenu de ces modifications, l'acceptance géométrique du spectromètre pour l'année 2001 est définie:

- devant l'aimant SM1, par la seconde station de chambres Micromégas (figure 6.1);
- derrière l'aimant, par la station de chambres à dérive, située au niveau de la première station de pailles à dérive. La surface active des plans de pailles à dérive disponibles étant nettement supérieure à celle des chambres à dérive, ceux-ci ne sont naturellement pas pris en compte.

Système de déclenchement

Le système de déclenchement de COMPASS est lui aussi incomplet pour l'année 2001, car certains hodoscopes ne sont pas disponibles. Il en résulte une perte d'acceptance quant à la détection du muon diffusé.

Pour une énergie du faisceau valant 100 GeV, l'efficacité moyenne de détection du muon diffusé par le trigger *réduit* sur l'ensemble de l'échantillon d'événements générés vaut 71 % pour les événements D^0 et 69 % pour les événements D^*. A 160 GeV, ces efficacités valent 72 % et 71 % pour les événements D^0 et D^*, respectivement.

6.5.2 Résultats.

Les tableaux 6.7 et 6.8 présentent les rapports d'acceptances *brut* et *pondéré* entre le spectromètre de l'année 2001 et le spectromètre complet, pour les événements D^0 et D^*. Les valeurs sont données pour une énergie du faisceau de muons valant 160 GeV.

Les rapports d'acceptances α et $\widetilde{\alpha}$ sont définis par:

$$\alpha = \frac{a_{2001}}{a_{tot}} = \frac{N_{2001}}{N_{tot}} \quad \text{et} \quad \widetilde{\alpha} = \frac{\sum_{2001} A_{\mu g}^{||\ 2}}{\sum_{tot} A_{\mu g}^{||\ 2}} \tag{6.10}$$

Pour le spectromètre 2001, seuls 44 % (35 %) des événements D^0 (D^*) sont détectés, ce qui représente un poids statistique de 55 % (43 %).

Une comparaison plus complète des deux situations, prenant notamment en compte le rapport signal sur bruit et la suppression des coupures cinématiques est disponible dans [44].

rapports *bruts* α				
énergie	cellule	K	π	$K+\pi$
160 GeV	cellule 1	61.1 %	45.4 %	35.9 %
	cellule 2	73.1 %	58.2 %	52.8 %
	moyenne	67.1 %	51.8 %	44.4 %
rapports *pondérés* $\widetilde{\alpha}$				
160 GeV	cellule 1	67.6 %	55.6 %	48.7 %
	cellule 2	74.1 %	64.6 %	62.2 %
	moyenne	70.7 %	59.8 %	54.6 %

Table 6.7: Rapports d'acceptances bruts et pondérés entre le spectromètre 2001 et le spectromètre complet pour les événements $D^0 \to K\pi$

rapports *bruts* α					
énergie	cellule	K	π	π_s	$K+\pi+\pi_s$
160 GeV	cellule 1	51.9 %	46.1 %	78.2 %	26.7 %
	cellule 2	65.1 %	56.8 %	80.7 %	42.8 %
	moyenne	58.5 %	51.5 %	79.4 %	34.8 %
rapports *pondérés* $\widetilde{\alpha}$					
160 GeV	cellule 1	58.3 %	52.5 %	77.8 %	37.2 %
	cellule 2	69.0 %	61.4 %	78.7 %	52.3 %
	moyenne	63.2 %	56.5 %	78.2 %	43.3 %

Table 6.8: Identique à 6.7 pour les événements $D^* \to K\pi\pi_s$

Chapitre 7

Résultats préliminaires obtenus au cours de la première prise de données de COMPASS (été 2001).

La première des deux stations de chambres à dérive de l'expérience COMPASS a été construite à Saclay par le Service d'Etude des Détecteurs au Printemps 2001 conformément aux choix présentés dans les chapitres 3 à 5. Elle comporte 8 chambres de surface active 1200×1200 mm^2 et ordonnées de la façon suivante:

- deux chambres nommées *DC01Y1* et *DC01Y2* dont les fils sont horizontaux et mesurent la coordonnée verticale y;
- deux chambres nommées *DC01X1* et *DC01X2* dont les fils sont verticaux et mesurent la coordonnée horizontale x;
- deux chambres nommées *DC01U1* et *DC01U2* dont les fils sont inclinés de 20^o par rapport à la verticale;
- deux chambres nommées *DC01V1* et *DC01V2* dont les fils sont inclinés de -20^o par rapport à la verticale;

Les chambres sont désignées conformément à la convention officielle de COMPASS. Cette convention diffère de celle que j'ai adoptée dans les chapitres précédents. Par exemple les chambres *DC01Y1* et *DC01Y2* correspondent aux chambres notées X et X' dans le chapitre 5. Dans la mesure du possible, j'utiliserai dans ce chapitre le nom complet des détecteurs afin d'éviter toute ambiguïté.

Les fils de lecture de chaque chambre sont espacés de 7 mm. La distance séparant les plans de cathode vaut 8 mm. Enfin, rappelons que deux chambres mesurant la même coordonnée sont décalées d'une distance valant la distance de dérive maximale, soit 3.5 mm, de façon à permettre la levée des ambiguïtés droite/gauche.

La station de chambres à dérive a été intégrée au premier spectromètre de COMPASS au cours du mois d'août dans la région située entre l'aimant dipolaire SM1 et le détecteur RICH comme annoncé dans le chapitre précédent (paragraphe 6.5). Dans cette région la détection des particules émises à petit angle (SAT) est assurée par des détecteurs triple-GEM (paragraphe 1.3.5) de dimensions 30×30 cm^2. Ces dimensions sont inférieures à celles des chambres Micromégas situées entre la cible polarisée et l'aimant SM1, soit 40×40 cm^2. Il a par conséquent été décidé de diminuer le diamètre de la région centrale des chambres à dérives, désactivée dans les conditions nominales. Il vaut 30 cm contre 40 cm initialement. Les mesures de flux incidents par fil de lecture présentées dans le paragraphe 7.1 permettent de quantifier les conséquences de ce choix. Lorsque l'intensité du faisceau de muons est suffisamment faible, cette région centrale peut être réactivée (paragraphe 4.4).

Le paragraphe 7.2 présente les caractéristiques de la station de chambres à dérive mesurées au cours de la première prise de donnée de COMPASS, suite à son installation. Ces mesures ont été réalisées dans des conditions dites de *calibration*. L'algorithme utilisé pour la reconstruction de la trajectoire des particules incidentes est *local*, identique à celui décrit dans le chapitre 5. Pour des raisons de compatibilité avec le système d'acquisition, cet algorithme a été introduit au sein de CORAL, l'algorithme de reconstruction officiel de COMPASS.

Le paragraphe 7.3 présente un ensemble d'observations préliminaires concernant les données acquises dans les conditions nominales de fonctionnement de COMPASS et analysées à l'aide de ce même algorithme.

7.1 Flux incidents dans la région située entre l'aimant SM1 et le RICH.

Le décompte du nombre de coups enregistrés par fil de lecture et par événement pendant un intervalle de temps fixe et non corrélé avec le système de déclenchement permet de mesurer le taux de particules chargées dans les chambres à dérive. Les résultats obtenus de cette façon correspondent à l'utilisation d'un système de déclenchement aléatoire.

Cette mesure a été réalisée dans plusieurs conditions, décrites dans les prochains paragraphes.

7.1.1 Conditions nominales.

Dans les conditions nominales de la prise de données 2001 de COMPASS, l'énergie des muons du faisceau vaut 160 GeV et l'intensité du faisceau environ 2.3×10^8 muons/déversement soit 4×10^7 muons/seconde. Cette valeur est inférieure aux 10^8 muons/seconde utilisés précédemment comme normalisation (chapitre 4) car la durée du déversement est plus longue que celle initialement prévue: elle vaut 5 s contre 2, puis 3 s les années précédentes. Ce choix permet de diminuer le flux de particules incidentes dans les détecteurs tout en conservant le nombre total de muons.

Les figures 7.1 et 7.2 représentent le flux de particules chargées par fil de lecture en fonction du numéro du fil pour toutes les chambres constituant la station. La dispersion des taux mesurés d'un fil à l'autre est due

- au bruit électronique dans les chambres;
- à d'éventuels redéclenchements de certaines voies d'ASD8 dus aux particules produisant un signal de grande amplitude en entrée de l'amplificateur.

Les distributions du flux par fil correspondant aux chambres *DC01X1* et *DC01X2* (fils verticaux) sont décalées dans la direction $x < 0$. Cette propriété est due à la présence du champ magnétique vertical du dipôle SM1. La direction de la courbure de la trajectoire des particules indique qu'elles sont majoritairement négatives. Ce résultat est identique à celui obtenu à l'aide du prototype DC2, placé en amont de l'aimant SM1 (paragraphe 4.1). La distribution des flux par fil comporte deux pics situés au voisinage des fils 65 et 110. Ils correspondent aux fils tangents à la partie désactivée des chambres à dérive, de diamètre 30cm. Un troisième pic, situé approximativement au centre du détecteur, correspond à un accroissement du flux en bordure de la région désactivée, cette fois-ci dans la direction verticale.

Les distributions de flux par fil correspondant aux chambres *DC01Y1* et *DC01Y2* (fils horizontaux) sont symétriques de part et d'autre du centre des chambres. Elles comportent à nouveau deux pics correspondant aux fils tangents à la région désactivée et un troisième correspondant à un accroissement du flux au centre du détecteur, le long de l'axe horizontal.

Enfin les distributions de flux correspondant aux chambres *DC01U1* , *DC01U2* , *DC01V1* et *DC01V2* présentent la même asymétrie que pour *DC01X1* et *DC01X2* dans la mesure où l'inclinaison des fils de ces chambres est proche de la verticale.

Compte tenu de ces distributions, le flux par fil maximal mesuré dans les conditions nominales vaut 300 kHz. Il correspond aux fils situés au centre des chambres.

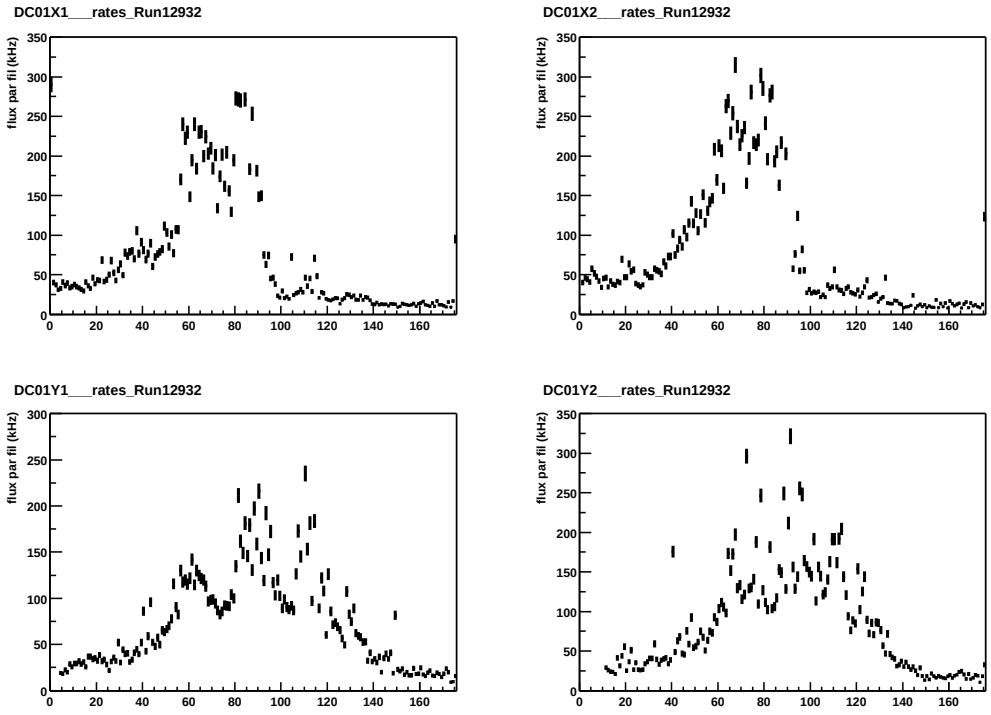


Figure 7.1: Flux incident par fil dans les conditions nominales de fonctionnement, pour les vues *DC01X1 DC01X2 DC01Y1* et *DC01Y2* . L'intensité du faisceau de muons vaut 2.3×10^8 muons/déversement. La région centrale des chambres à dérive est inactive

Ce résultat diffère des mesures présentées dans le chapitre 4 et provient du fait que

1. la station de chambres à dérive est située en aval de l'aimant SM1 et non en amont comme il était initialement prévu, ce qui accroît l'asymétrie entre les deux cotés de la chambre;

2. le diamètre de la région désactivée vaut 30 cm et non 40, ce qui rend les détecteurs plus *sensibles* aux flux de particules dans la région des petits angles (SAT).

7.1.2 Conditions de calibration.

Pour permettre la reconstruction de la trajectoire des particule sur l'ensemble du spectromètre il est nécessaire de connaître la position des détecteurs le constituant

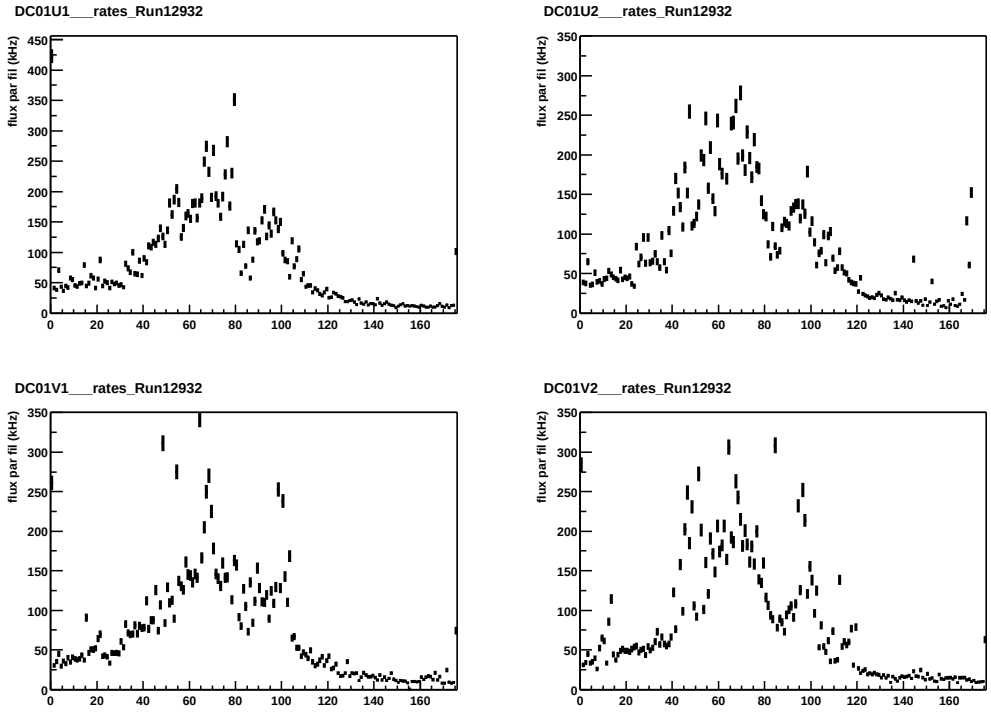


Figure 7.2: Identique à 7.1 pour les vues *DC01U1 DC01U2 DC01V1* et *DC01V2* .

les uns par rapport aux autres. Cette position est mesurée lors de l'installation du détecteur mais la mesure n'est en général pas suffisamment précise. Pour cette raison, une prise de données dites d'alignement est nécessaire. Les conditions correspondant à de telles données sont les suivantes:

- l'intensité du faisceau de muons est la plus faible possible, ici 4.2×10^6 muons par déversement. Pour permettre une telle intensité, la cible de production des pions est retirée et seuls restent les pions produits par interaction des protons du SPS avec l'air présent dans le tunnel. Ces pions se désintègrent ensuite en muons (paragraphe 1.3.2).

- les aimants dipolaires SM1 et SM2 sont éteints, de façon à ce que la trajectoire des particules traversant le spectromètre soit une droite (à la diffusion multiple près).

- le système de déclenchement utilisé détecte uniquement les muons du faisceau ou de son halo.

Dans de telles conditions, le nombre moyen de particules corrélées en temps avec le trigger est proche de 1 et le flux de particules décorrélées (bruit de fond) est modéré. Il est alors possible de reconstruire la trajectoire des muons dans les détecteurs malgré leur désalignement, puis de corriger ces désalignements en utilisant le fait que la trajectoire reconstruite est une droite.

La figure 7.3 représente le taux de particules chargées par fil de lecture en fonction du numéro du fil dans la chambre *DC01X1* de la station dans les conditions d'alignement.

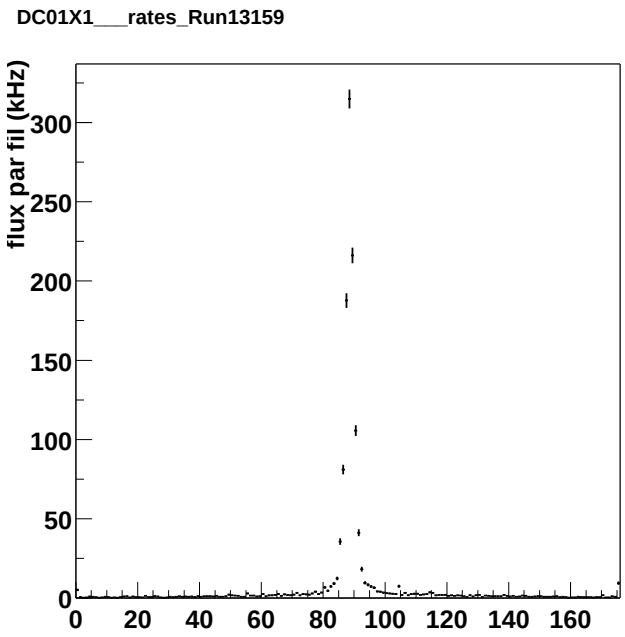


Figure 7.3: Flux incident par fil dans la chambre *DC01X1* dans les conditions dites de calibration. L'intensité du faisceau de muons vaut 4.2×10^6 muons/déversement. La région centrale des chambres à dérive est activée

Le flux de muons étant nettement plus faible que dans les conditions nominales, la région centrale des chambres à dérive est activée. Pour cette raison, le flux par fil maximum est atteint au centre de la chambre et correspond au faisceau de muons. Il vaut 350 kHz, ce qui est supérieur au flux maximal mesuré dans les conditions nominales en bordure de la région centrale, lorsque celle-ci est désactivée (paragraphe 7.1.1).

Pour les raisons énoncées plus haut, l'analyse des données prises dans les conditions d'alignement est plus aisées que pour les conditions nominales. Cette analyse a permis de déterminer les principales caractéristiques des chambres à

dérive et d'en réaliser la calibration. Les résultats correspondants sont présentés dans le prochain paragraphe.

7.2 Performances et calibration des détecteurs.

Les performances du détecteur présentées dans ce paragraphe correspondent à un point de fonctionnement identique:

- le mélange gazeux est $Ar/C_2H_6/CF_4$ 45/45/10, conformément à l'étude menée dans le chapitre 3;
- la haute tension appliquée aux plans de cathode et aux fils de champ vaut 1750 V;
- le seuil de discrimination des amplificateurs-discriminateurs ASD8 vaut 4fC, ce qui est la valeur nominale. Elle correspond à un taux de déclenchements dû au bruit électronique *raisonnable*, bien que supérieur à celui mesuré dans les mêmes conditions sur les prototypes.

La valeur de la haute tension est inférieure à celle préconisée dans le chapitre 3 à dessein car si les performances du détecteur en sont quelque peu détériorées elles restent néanmoins satisfaisantes compte tenu des caractéristiques requises pour COMPASS.

Le principe de la caractérisation des chambres est identique pour tous les prochains paragraphe. Il repose sur une reconstruction locale de la trajectoire des particules. Toutes les chambres excepté celle à caractériser sont utilisées pour reconstruire localement la trajectoire des particules incidentes. La trajectoire est extrapolée à la chambre en question et la position attendue de la particule est comparée aux données enregistrées sur celle-ci.

Pour ne pas biaiser l'analyse il est nécessaire de désactiver également la seconde chambre mesurant la même coordonnée que celle que l'on caractérise. Ainsi *DC01X2* et *DC01X1* sont désactivées pour caractériser *DC01X1* , *DC01Y2* et *DC01Y1* sont désactivées pour caractériser *DC01Y1* , etc. Par conséquent seules 6 chambres sont utilisées pour calculer les coordonnées du point candidat.

7.2.1 Efficacité de détection.

L'efficacité de détection de chaque chambre est déterminée en *comptant* le nombre de coups enregistrés par celle-ci a proximité du point candidat calculé à l'aide

des autres chambres. Une déviation maximale de 1 mm par rapport à la position attendue est tolérée.

Cette mesure est réalisée dans des conditions dites d'alignement, pour une faible intensité de muons. Toutefois la région centrale des détecteurs étant activée, le flux par fil maximal est supérieur à celui correspondant aux conditions nominales (paragraphe 7.1).

Dans la mesure où le système de déclenchement sélectionne majoritairement des muons du faisceau ou de son halo, les trajectoires sont supposées parallèles à l'axe du faisceau et ne sont caractérisées que par deux paramètres: une position (x,y) dans un plan abscisse z quelconque.

L'efficacité mesurée en fonction du numéro du fil pour toutes les chambres de la station est représentée sur les figures 7.4 et 7.5. Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur statistique.

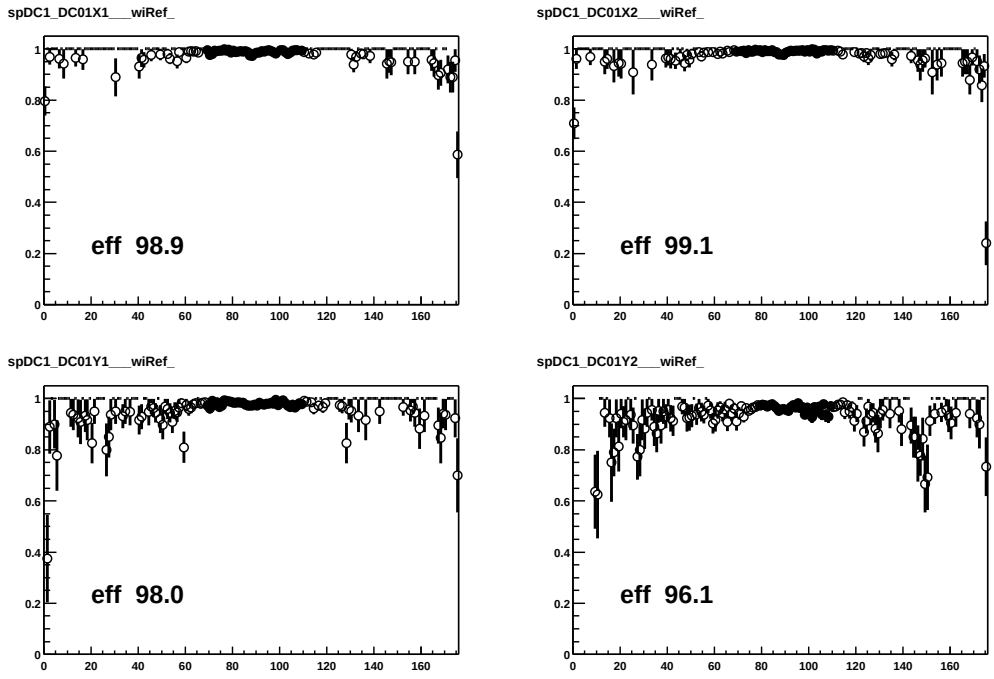


Figure 7.4: Efficacité de détection par fil pour les chambres *DC01X1 DC01X2 DC01Y1* et *DC01Y2* . La valeur moyenne indiquée correspond à la région centrale (cercles pleins).

On distingue deux régions sur ces figures:

- une région centrale pour laquelle les valeurs de l'efficacité sont proches de 100% et les barres d'erreurs sont faibles (cercles pleins);

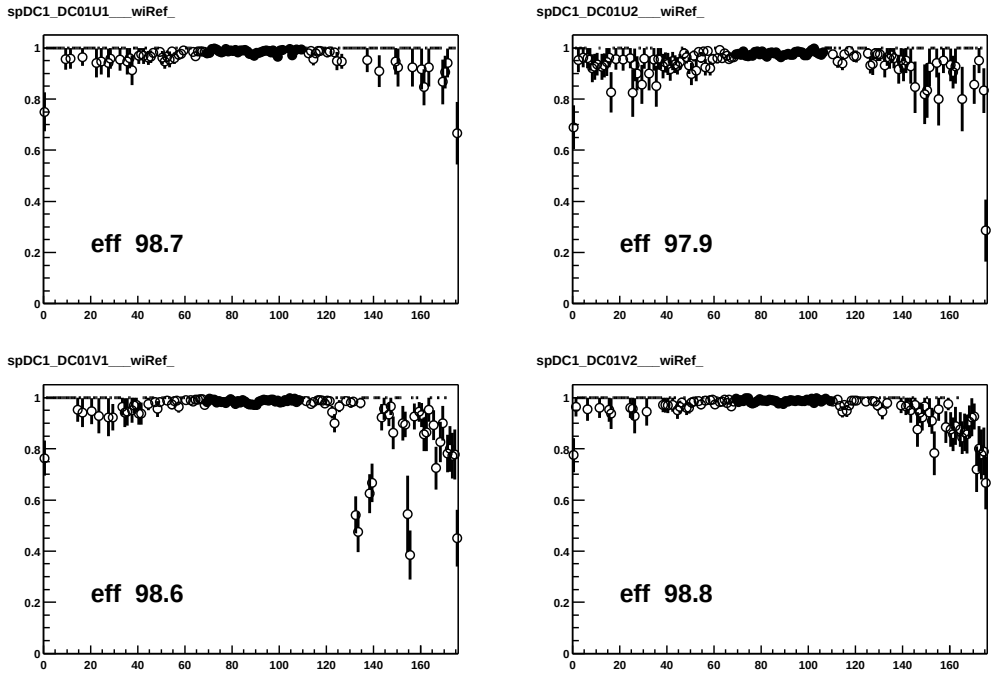


Figure 7.5: Identique à 7.4 pour les chambres *DC01U1 DC01U2 DC01V1* et *DC01V2* .

- une région périphérique où les barres d'erreur sont grandes et où l'efficacité fluctue fortement d'un fil à l'autre. Compte tenu de la distribution des particules incidentes dans le détecteur (figure 7.3), le nombre de particules dans cette région est faible et l'incertitude statistique est grande. Par ailleurs il est probable que bon nombre des particules de cette région ne déclenchent pas directement le trigger mais accompagnent le muon et possèdent un angle par rapport à l'axe du faisceau qui n'est pas pris en compte par la reconstruction. Cette propriété introduit un biais dans la mesure de l'efficacité.

Les valeurs d'efficacité indiquées sur les figures 7.4 et 7.5 correspondent à la région centrale uniquement (cercles pleins). Elles varient d'une chambre à l'autre entre 97.9 % et 99.1 % excepté pour la chambre *DC01Y2* (96.1 %).

Sur toutes les distributions, on constate une légère diminution de l'efficacité au voisinage du fil 85. Ce fil correspond au passage du faisceau de muons, lieu où le flux par fil est maximal. Cette perte d'efficacité est donc due à l'*empilement* des signaux dans cette région (paragraphe 4.2).

7.2.2 Relations RT.

La détermination des relations RT reliant la distance d'une particule au fil touché et le temps de dérive des électrons correspondants est nécessaire au calcul *complet* (c'est à dire qui prend en compte la dérive des électrons) des paramètres de la trajectoire des particules corrélées en temps avec le trigger.

La méthode utilisée pour cette détermination est itérative. Elle est décrite dans le paragraphe 3.5.5. Le point de départ pour les itérations est la relation RT mesurée au cours des campagnes de tests précédentes pour le même mélange gazeux à l'aide du prototype DC1. Il a été choisi d'utiliser une relation RT différente pour chaque chambre afin de prendre en compte un effet éventuel du champ magnétique de fuite de l'aimant SM1[(1)] et de corriger d'éventuelles incertitudes sur la mesure du temps de dérive[(2)]. Les figures 7.6 et 7.7 représentent les résultats obtenus au bout d'environ 10 itérations.

Les rectangles grisés représentent la distribution des points (r, t) où r provient des paramètres de la trajectoire reconstruite et t de la chambre que l'on caractérise. La valeur moyenne de r pour chaque intervalle de temps est aussi représentée ainsi que l'erreur statistique correspondante.

Les relations RT présentent la même allure pour toutes les chambres. Elles sont linéaires excepté au voisinage du fil de lecture et au voisinage des fils de champ. Cette propriété avait déjà été constatée lors des mesures effectuées avec le prototype DC1 (paragraphe 3.5.5).

Le temps de dérive maximal des électrons correspond aux particules passant à proximité des fils de champ ($r \simeq 3.5$ mm). Il vaut environ 60 ns. Dans la région linéaire des relations RT, la vitesse de dérive des électrons vaut environ 13 ns/mm, soit 77 μm/ns. Cette valeur est proche de celle annoncée dans le chapitre 3.

Pour chaque intervalle de temps la distribution de $r(t)$ est plus large pour les chambres *DC01Y1* et *DC01Y2* . Cela provient du fait que les trajectoires reconstruites pour calibrer ces chambres utilisent les chambres X, U et V. Les fils de ces chambres étant soit verticaux soit proches de la verticale ($\pm 20^o$), ils ne permettent pas une détermination précise de la coordonnée y et donc de r. Pour cette raison, la relation RT des chambres *DC01Y1* et *DC01Y2* est déterminée

(1) Dans le cas présent cette précaution est inutile dans la mesure où l'aimant SM1 est éteint pour les données d'alignement. Toutefois d'autres données à basse intensité ont été prises avec l'aimant allumé. A ce jour aucun effet visible du champ magnétique n'a été décellé et une analyse plus précise de ces données est en cours.

(2) On rappelle qu'il faut supprimer au temps enregistré par les TDC une valeur constante t_0 pour calculer le temps de dérive des électrons. Cette valeur peut différer légèrement d'une chambre à l'autre et est déterminée grossièrement à l'aide des distributions de temps de dérive. La détermination de la relation RT permet de corriger l'incertitude sur t_0 de façon intrinsèque.

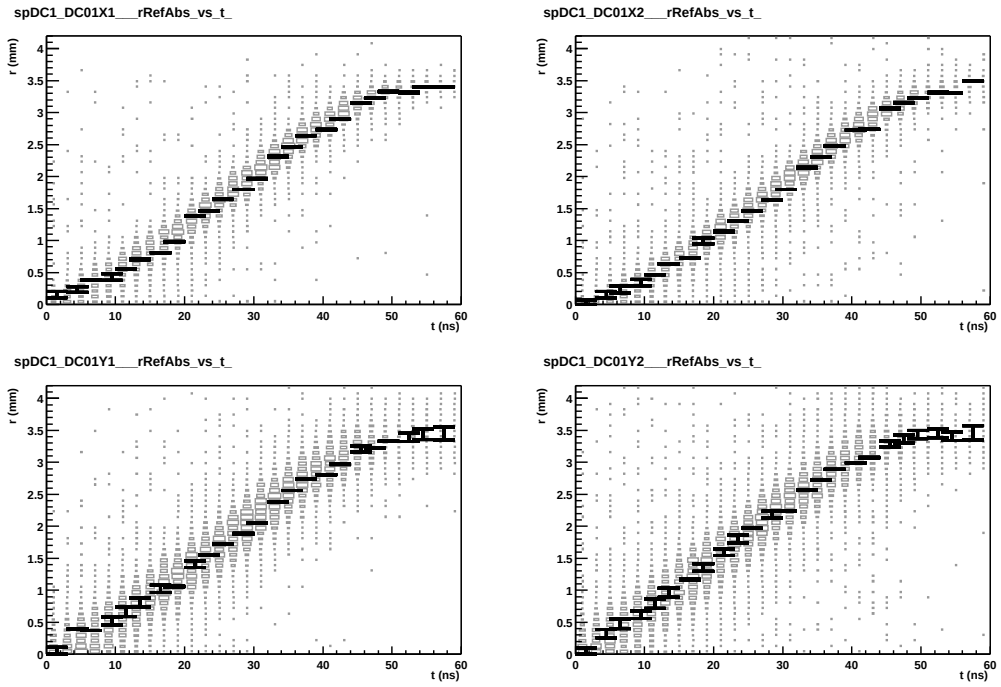


Figure 7.6: Relations RT pour les chambres *DC01X1 DC01X2 DC01Y1* et *DC01Y2* .

avec une plus grande incertitude.

7.2.3 Résolution spatiale.

La résolution spatiale de chaque chambre constituant la station est évaluée à l'aide de la distribution des différences entre la position des particules lue dans cette chambre et celle calculée en utilisant les autres chambres (six chambres sont utilisées, la chambre décalée par rapport à celle qui est testée étant volontairement omise). Cette différence est appelée **résidu**. Les distributions de résidus correspondant aux différentes chambres sont représentées sur les figures 7.8 et 7.9.

Deux distributions sont représentées pour chaque chambre. Elles correspondent aux parties *droite* et *gauche* des cellules de dérive. Cette distinction permet de s'affranchir de l'incertitude sur le temps t_0 à soustraire aux temps donnés par les TDC pour calculer le temps de dérive des électrons: une erreur sur la valeur de t_0 se traduit par un décalage identique (au signe près) de la valeur moyenne des distributions *droite* et *gauche* mais elle n'en affecte pas la largeur.

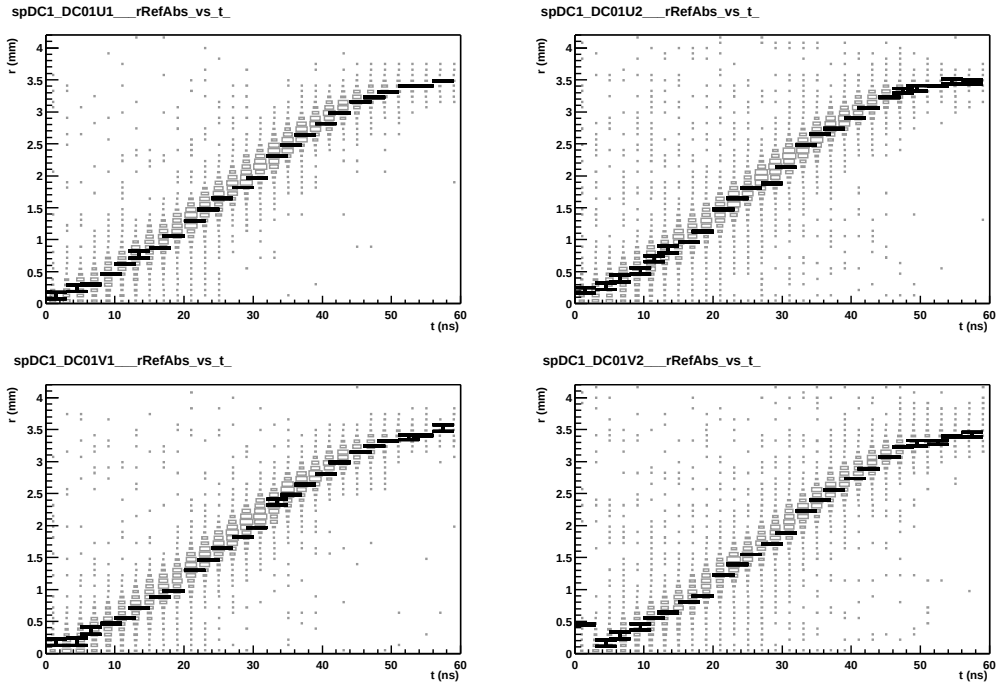


Figure 7.7: Identique à 7.6 pour les chambres *DC01U1 DC01U2 DC01V1* et *DC01V2* .

J'ai choisi de représenter ces deux distributions séparément plutôt que la distribution des résidus *commune* car elles illustrent de quelles façon il est possible d'évaluer précisément la valeur de t_0.

La valeur retenue pour la largeur RMS de la distribution des résidus est la moyenne des largeurs des distributions *droite* et *gauche*. Cette valeur possède deux contributions:

1. la contribution du détecteur, c'est à dire sa résolution spatiale, notée σ;
2. la contribution due à l'incertitude sur la position reconstruite à l'aide des autres chambres, notée σ_t.

Ces deux contributions sont indépendantes et sommées quadratiquement pour former la largeur de la distribution de résidus.

Dans la mesure où la seconde contribution dépend à son tour des résolutions spatiales des autres chambres, une minimisation est nécessaire pour calculer les résolutions spatiales de toutes les chambres à partir des 8 largeurs. Les résultats obtenus au terme de cette minimisation sont portés dans le tableau 7.1.

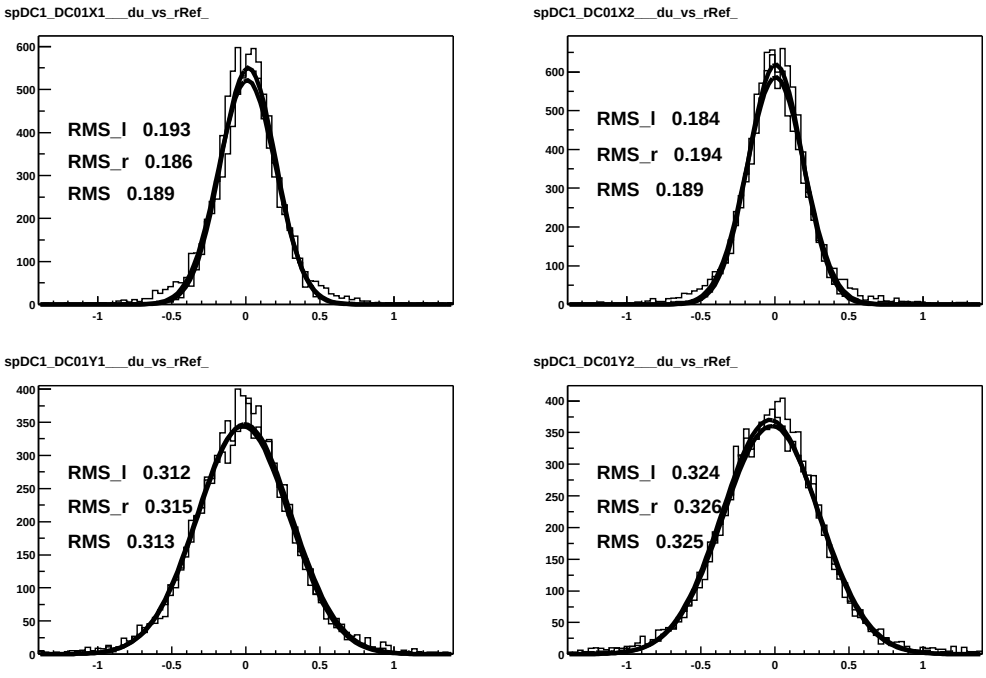


Figure 7.8: Résolution spatiale pour les chambres *DC01X1 DC01X2 DC01Y1* et *DC01Y2* .

La largeur de la distribution des résidus pour les chambres *DC01Y1* et *DC01Y2* est nettement supérieure à celle des autres chambres pour la raison invoquée plus haut à propos des relations RT. Elle est dominée par la contribution de l'incertitude sur la position du point reconstruit. Une fois cette contribution soustraite, les résolutions spatiales correspondantes sont à leur tour supérieures à celle des autres chambres (193 μm pour *DC01Y1* et 210 μm pour *DC01Y2*), probablement en raison de la plus grande incertitude sur la relation RT. En outre l'erreur commise sur la valeur de la résolution, après minimisation, est naturellement plus grande.

Pour les autres chambres, la résolution spatiale varie entre 159 et 175 μm. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celle mesurée sur le prototype DC1.

Compte tenu de ces résolutions, il est possible de calculer les résolutions spatiales et angulaires pour l'ensemble de la station de chambres à dérive (paragraphe 5.5.1). Les résolutions obtenues de cette façon sont indiquées ci-dessous.

- **résolutions spatiales**: $\sigma_x = 73$ μm et $\sigma_y = 126$ μm

- **résolution angulaires**: $\sigma_{\theta x} = 4.0$ mrad et $\sigma_{\theta y} = 5.1$ mrad

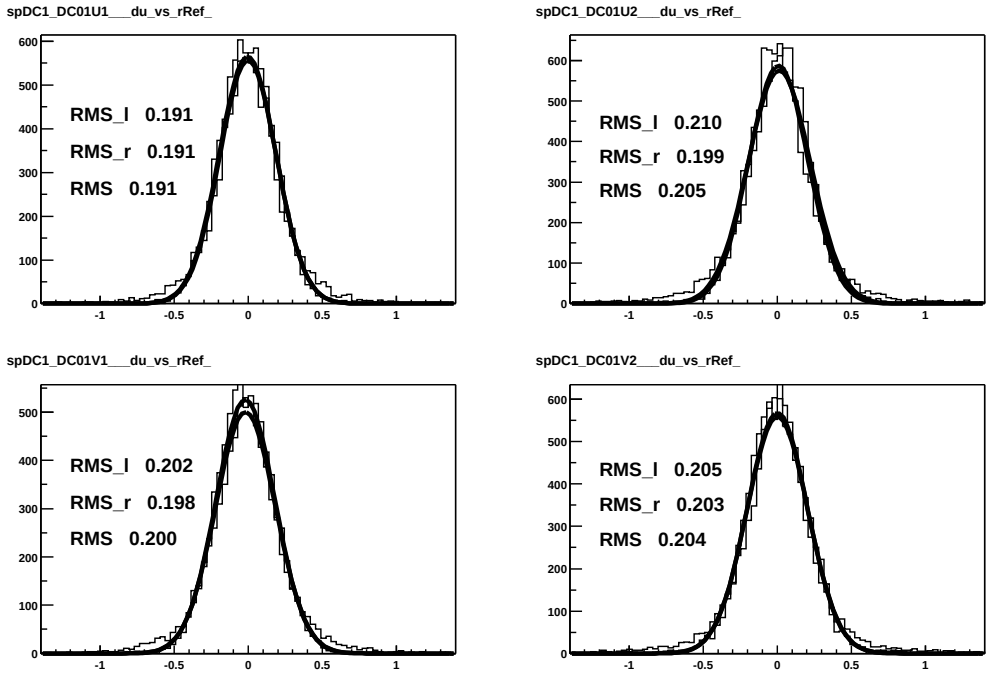


Figure 7.9: Identique à 7.8 pour les chambres *DC01U1 DC01U2 DC01V1* et *DC01V2* .

La résolution spatiale σ_x sur la coordonnée horizontale x est nettement inférieure à la valeur requise pour COMPASS de 100 μm. La résolution en y est de moindre importance dans la mesure où le champ magnétique du dipôle SM1 est vertical. Elle reste néanmoins satisfaisante. Enfin l'information angulaire donnée par la chambre est suffisamment précise pour pouvoir être utilisée en plus de l'information spatiale lors de la reconstruction des trajectoires sur l'ensemble du spectromètre de COMPASS.

7.3 Reconstruction des trajectoires dans les conditions nominales.

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus à l'aide de l'algorithme de reconstruction locale des trajectoires décrit dans le chapitre 5 pour des données acquises dans les conditions nominales, c'est à dire:

- l'énergie des muons du faisceau vaut 160 GeV (chapitre 6) et leur nombre 2×10^8/déverement;

	résidu (μm)	σ_t (μm)	σ (μm)
DC01X1	189	90	167
DC01X2	189	90	166
DC01Y1	313	248	193
DC01Y2	325	248	210
DC01U1	191	106	159
DC01U2	205	106	175
DC01V1	200	105	170
DC01V2	204	105	175
moyenne			175

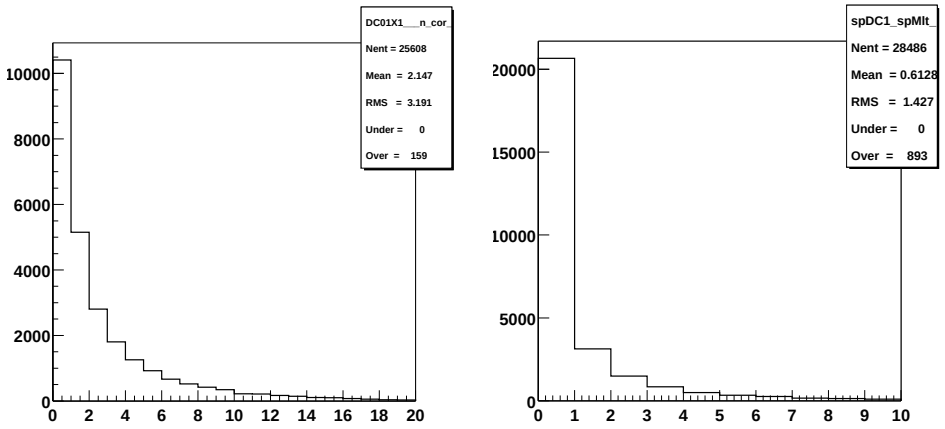
Table 7.1: Largeur des distributions de résidus entre la position enregistrée sur une chambre et la position calculée à l'aide des autres chambres. σ_t représente la contribution de l'incertitude sur la position calculée; σ la résolution spatiale de la chambre à dérive.

- les aimants SM1 et SM2 sont allumés;
- le système de déclenchement (*trigger*) est nominal. Il permet de détecter le muon diffusé lors de réactions de diffusion profondément inélastique et d'identifier les événements lesquels au moins un hadron est présent dans l'état final, à l'aide du calorimètre hadronique.

Un certain nombre de modifications de forme apportées à l'algorithme de reconstruction ont permis d'en améliorer notablement l'efficacité ainsi que la vitesse. Le temps moyen passé par événement pour reconstruire localement la trajectoire des particules traversant la station vaut environ 15ms.

L'intensité du faisceau vaut 2.3×10^8 muons par déversement. La figure 10.(a) représente le multiplicité moyenne des événements par chambre à dérive. Elle possède deux contributions: la contribution des particules corrélées en temps avec le trigger et la contribution des particules de bruit de fond. La valeur moyenne est moins élevée (~ 2) que celle prévue dans le chapitre 5 probablement parce que le flux de muons par seconde est plus faible (ce qui réduit le bruit de fond) et parce que la chambre est située derrière l'aimant SM1.

Les paramètres de la trajectoire des particules traversant le détecteur sont déterminés en combinant les données enregistrées par les 8 chambres. Dans les conditions nominales, les trajectoire des particules traversant le détecteur sont en général inclinées par rapport à l'axe du faisceau. Par conséquent quatre paramètres sont calculés: x et y les coordonnées d'un point de la trajectoire pour une abscisse z fixée; θ_x et θ_y les angles de la trajectoires dans le plan xOz et yOz, respec-



(a) (b)

Figure 7.10: Multiplicité des événements. (a) nombre de coups moyen par chambre à dérive; (b) nombre de points reconstruits dans la station.

tivement. Ces paramètres sont calculés pour chaque combinaison à l'aide d'une minimisation par moindres carrés. Seules sont conservées les trajectoires pour lesquelles la valeur du χ^2 correspondant est inférieure à une coupure χ^2_0 fixée ici à 10. La figure 7.11 représente la distribution des valeurs χ^2 pour l'ensemble des combinaisons (trait plein), ainsi que la distribution de la valeur du χ^2 minimal par événement (trait pointillé). Il est raisonnable de penser que cette valeur minimale correspond effectivement au passage d'une particule, aussi cette seconde distribution est elle utilisée pour fixer la coupure χ^2_0. La valeur $\chi^2_0 = 10$ garantit une bonne efficacité de reconstruction tout en minimisant le nombre de trajectoires *fantômes* c'est à dire passant la coupure de façon fortuite.

La figure 10.(b) représente le nombre moyen de trajectoires reconstruites dans la station de chambres à dérive après la coupure sur la valeur du χ^2. En moyenne ce nombre est inférieur à la multiplicité par chambre et par événement (figure 10.(a)) en raison des coups dus aux particules fortuites (bruit de fond) et au bruit électronique .

Les résultats présentés sur la figure 7.12 permettent de déterminer quelques propriétés qualitatives concernant les particules corrélées en temps avec le trigger. Ces résultats sont préliminaires et leur analyse est très partielle.

La figure 12.(a) représente la distribution des positions (x,y) reconstruites dans le détecteur. L'absence de points au centre à l'intérieur du disque de diamètre 30cm est due à la désactivation des chambres à dérive dans la région centrale. Les quatre *bandes* (3 horizontales et 1 verticale) correspondent à la zone morte

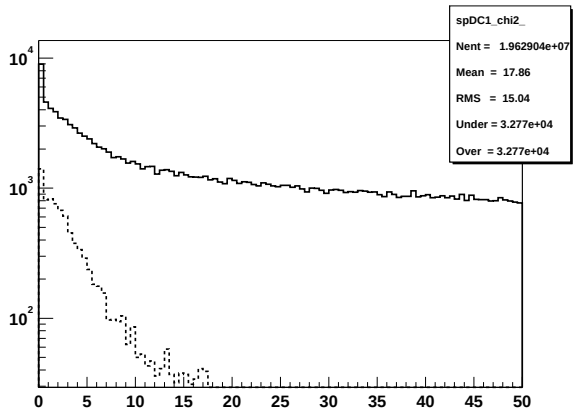


Figure 7.11: Distribution du χ^2 correspondant au calcul des paramètres des trajectoires. Trait plein: pour toutes les combinaisons; trait pointillé: valeur minimale par événement.

dans la partie active des détecteurs utilisée pour alimenter en tension la région centrale (paragraphe 4.4 et figure 10.(a)). Les bandes horizontales correspondent aux chambres X, U et V; la bande verticale aux chambres Y.

La figure 12.(b) représente la distribution angulaire des trajectoires reconstruites (θ_x est noté tx, θ_y est noté ty). La zone sombre au centre correspond à des particules approximativement parallèles à l'axe du faisceau. Ce sont probablement les muons appartenant au halo du faisceau et traversant le détecteur en dehors de la région désactivée.

Enfin les figures 12.(c) et 12.(d) représentent la corrélation entre l'angle des trajectoire dans une direction donnée (x ou y) et sa position dans la chambre. Pour la coordonnée y on observe une très bonne corrélation, traduisant le fait que la majorité des trajectoires reconstruites proviennent de la cible de lithium, située approximativement à 4.8 m en amont du centre des chambres à dérive. On constate trois bandes verticales plus claires, correspondant à nouveau à l'alimentation en tension de la région centrale désactivée. Pour la coordonnée x, la structure de la corrélation est plus complexe, car les particules sont déviées dans le plan horizontal par le champ magnétique du dipôle SM1. Cette déviation est d'autant plus grande que leur énergie est petite. L'interprétation des différentes régions présentes sur la figure 12.(c) nécessite de distinguer quels éléments du trigger ont déclenché l'acquisition des événements correspondants. A ce jour cette interprétation est encore incertaine et je préfère ne pas l'aborder ici.

7.4 Conclusion.

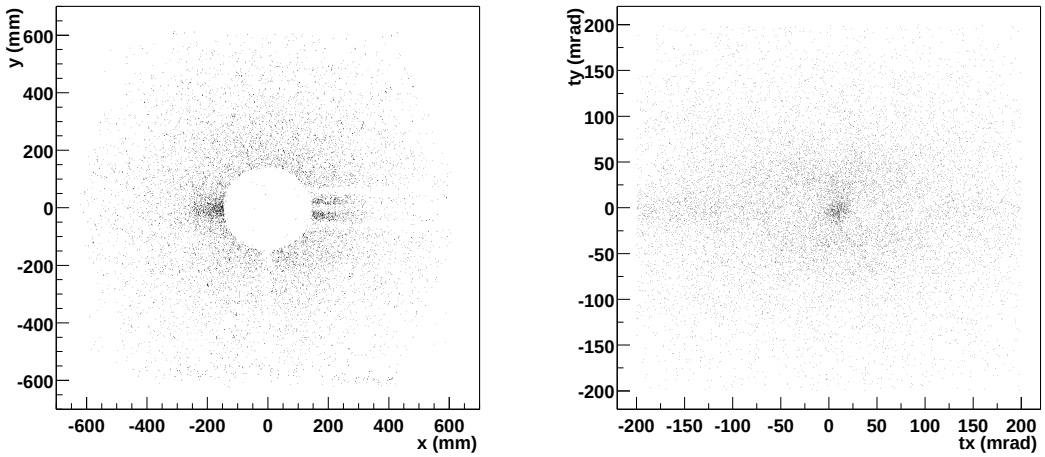
La prise de donnée de l'expérience COMPASS en été 2001 a été l'occasion de mettre en œuvre et de caractériser la première station de chambres à dérive construite à SACLAY conformément aux choix décrits dans ce travail. Les propriétés des 8 chambres à dérive la constituant sont sinon identiques du moins voisines de celles obtenues au cours des études antérieures menées sur les prototypes DC1 et DC2, de dimensions réduites.

La station de chambre à dérive a fonctionné de façon stable et continue au cours des deux mois de prise de données qui ont suivi sont installation.

Un efficacité de détection voisine de 100% et une résolution spatiale de 175 μm en moyenne ont été mesurées pour toutes les chambres. Ces caractéristiques permettent de satisfaire aux conditions requises pour COMPASS.

En outre l'examen des données enregistrées par le détecteur, que ce soit dans les conditions nominales ou dans les conditions d'alignement montre qu'il est possible de reconstruire de façon satisfaisante la trajectoire des particules le traversant, au moins localement.

A ce jour, l'étude des données sur l'ensemble du spectromètre est en cours. Il s'agit avant tout d'aligner les détecteurs du spectromètre les uns par rapport aux autres, puis d'étudier la nature (énergie, impulsion, charge) des particules corrélées en temps avec le système de déclenchement nominal (trigger dit *physique*). Dans ce cadre, la station de chambres à dérive joue un rôle crucial pour la reconstruction de la trajectoire des particules émises à grand angle entre l'aimant SM1 et le détecteur RICH.



(a) (b) (c) (d)

Figure 7.12: Propriétés des trajectoires reconstruites localement dans la station de chambres à dérive.

Résumé et conclusion.

L'expérience COMPASS a pour principal objectif la mesure directe de la contribution du spin des gluons au spin du nucléon, ΔG, par l'étude de réactions faisant intervenir la fusion d'un photon avec un gluon du nucléon. En raison de la faible valeur de la section efficace des mécanismes concernés, un faisceau de muons polarisés de haute intensité est nécessaire, ainsi qu'une cible de nucléons polarisés de grande dimension. Il en résulte un flux élevé de particules en aval de la cible. Les détecteurs constituant le spectromètre de COMPASS doivent fonctionner efficacement en présence de ce flux; ils doivent couvrir une grande acceptance angulaire afin d'augmenter le nombre d'événements détectés; enfin ils doivent permettre la reconstruction de la trajectoire des particules avec une haute résolution afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de l'expérience.

Les chambres à dérive dont cette thèse fait l'objet ont été conçues afin de répondre aux exigences précédentes. Situées entre la cible polarisée et le premier aimant du spectromètre, elles sont responsables de la détection des particules émises à grand angle depuis la cible. Dans cette région, le flux maximal vaut 10^4 Hz/cm^2. Compte tenu du *pas* du détecteur (distance entre deux fils de lecture consécutifs), il correspond à cette valeur un flux maximal par fil de ~ 250 kHz. Le fonctionnement d'une chambre à dérive dans de telles conditions nécessite l'emploi d'un mélange gazeux et d'un amplificateur *rapides*:

- la rapidité du mélange gazeux permet de réduire l'intervalle de temps correspondant au passage et à la détection de chaque particule;
- la rapidité de l'amplificateur permet de minimiser le temps mort correspondant, pendant lequel les particules traversant la chambre au voisinage du même fil ne sont pas détectées.

Par ailleurs il est souhaitable de diminuer au maximum le pas du détecteur afin de réduire le taux d'occupation de chaque fil.

Deux prototypes de chambre à dérive de dimensions réduites par rapport aux chambres nominales ont été conçus et étudiés de façon extensive afin de déterminer

le mélange gazeux et l'électronique d'amplification compte tenu des considérations précédentes. Ils ont été modifiés *a posteriori* pour prendre en compte les résultats obtenus. Les études ont été menées sur les faisceaux de pions du CERN T9 et T11 d'une part, d'autre part sur le faisceau de muons de COMPASS, M2.

Les résultats optimums ont été obtenus à l'aide d'un mélange d'argon (45 %), d'éthane (45 %) et de tetrafluoro-carbone (10 %). Le temps de dérive maximal des électrons, pour une distance de dérive de 5mm, vaut environ 80 ns. Le gaz est linéaire, ce qui signifie que la vitesse de dérive varie peu avec le champ électrique sur une large gamme. Elle vaut en moyenne $\sim$ 70 μm/ns. Cette propriété de linéarité permet d'améliorer la résolution spatiale du détecteur.

L'amplificateur-discriminateur choisi pour mettre en forme et amplifier les signaux provenant des fils de la chambre puis déclencher les TDC qui leurs sont associés est l'ASD8. Il possède un temps de mise en forme d'environ 6 ns (soit $\sim$ 3 ns de temps de montée) et un temps mort de 70 ns.

Ces choix garantissent une efficacité de détection proche de 100 % pour un gain supérieur à 5000 dans le détecteur et un seuil de discrimination de 25000 électrons.

La résolution spatiale d'une chambre à dérive est en première approximation proportionnelle à la vitesse de dérive des électrons dans le mélange gazeux. Elle est par conséquent détériorée par l'emploi d'un mélange rapide. Par contre cette même résolution est dominée par les fluctuations du temps de franchissement du seuil au niveau du discriminateur, à leur tour proportionnelles au temps de montée (et au temps de mise en forme) de l'amplificateur. L'utilisation d'un amplificateur rapide compense donc partiellement l'effet précédent.

Pour atteindre une résolution spatiale de 150 μm par chambre avec les prototypes, il est nécessaire de travailler à un gain nettement supérieur à celui du début du plateau d'efficacité (dans le cas présent $\sim$ 20000), afin d'améliorer le rapport signal sur bruit du détecteur, ou, ce qui est plus pertinent, le rapport signal sur seuil.

Dans la région centrale de l'acceptance de COMPASS, le flux de particules est trop important pour qu'une chambre à dérive y fonctionne correctement. Un procédé de neutralisation locale du détecteur a donc été mis en oeuvre dont l'originalité réside dans sa réversibilité.

Le bon fonctionnement du détecteur compte tenu des choix précédents ainsi que l'efficacité de la neutralisation dans la région centrale ont été testés avec succès sur le faisceau de COMPASS à l'aide des prototypes.

Une autre difficulté due au flux élevé de particules dans les chambres à dérive réside dans la reconstruction de la trajectoire des particules corrélées en temps avec le trigger et traversant le détecteur. Plus le nombre de coups par événement

et par chambre est important plus le nombre de trajectoires *fantômes* (c'est à dire reconstruites de façon fortuite) est élevé. De même le temps de calcul croît lui aussi de façon fortement non linéaire avec la multiplicité par chambre. En outre la reconstruction des trajectoires est d'autant plus délicate dans une chambre à dérive que celle-ci ne permet pas de déterminer de façon univoque le point de passage des particules en raison de l'ambiguïté droite/gauche.

L'utilisation d'un algorithme local de reconstruction des trajectoires a permis d'optimiser la géométrie des stations de chambres à dérives dans le but de minimiser le temps de calcul nécessaire à la reconstruction d'un événement et le nombre de trajectoires fantômes. Au cours de l'optimisation, les performances de la station ont pu être évaluées, connaissant celles des chambres la constituant. Pour une station constituée deux 8 chambres (deux chambre aux fils horizontaux; deux au fils verticaux et quatre chambres aux fils inclinés de $\pm 20^o$ par rapport à la verticale), une résolution de 150 μm par chambre assure une résolution spatiale sur la coordonnée horizontale nettement inférieure à 100 μm, valeur requise pour COMPASS.

Le même algorithme de reconstruction a par la suite été employé au cours de la première prise de donnée de l'expérience COMPASS pour caractériser et calibrer la première station de chambres à dérive, construite conformément aux résultats obtenus avec les prototypes de dimension réduite. Les caractéristiques mesurées de cette façon sont proches de celles des prototypes malgré l'augmentation considérable de la dimension des chambres et du nombre de fils. Elles satisfont aux contraintes de COMPASS.

La seconde station de chambre à dérive est actuellement construite identique à la première et sera installée dans le spectromètre de COMPASS pour la prise de donnée de l'année 2002, ce qui achèvera les objectifs fixés pour cette thèse.

A mon sens les expériences de physiques des particules telles que COMPASS, c'est à dire pour lesquelles le taux de particules est considérable et qui nécessitent une reconstruction précise des trajectoires constituent un environnement extrême pour des détecteurs de type chambre à dérive, au point que ces derniers ne peuvent convenir dans la région de l'acceptance située à proximité du faisceau. Il est alors nécessaire de faire appel à des techniques nouvelles, telles que les détecteurs Micromégas, ou les détecteurs GEM, dont la segmentation est nettement supérieure (le pas des détecteurs Micromégas de COMPASS vaut 360 μm). Cependant les chambres à dérive restent un excellent candidat pour la détection de particules chargées sur de grandes surfaces actives car elles permettent une résolution spatiale élevée pour un nombre de voies réduit. En outre elles représentent une quantité de matière négligeable au niveau de leur zone active car la structure de maintien des fils (*cadres raidisseurs*) ainsi que l'électronique frontale sont

déportées en dehors de l'acceptance. Elles n'en restent pas moins limitées en terme de tenue au flux et leur mise en œuvre nécessite une étude détaillée de leurs propriétés telle que celle que je me suis efforcé de décrire dans cette thèse.

Références

[1] COMPASS Proposal, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P 297, CERN/SPSLC 96-30.

[2] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P Robert, G. Charpak, NIM A376 (1996) p29.

[3] M. Anselmino et al., *The Theory and Phenomenology of Deep Inelastic Scattering*, CERN-TH/6216/94, HEP-PH-9501369.

[4] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148 1467 (1966); ibid. D1 1376 (1970).

[5] A. V. Manohar, *An Introduction to Spin Dependant Deep Inelastic Scattering*, UCDS/PTH 92-10.

[6] G. Altarelli et G. G. Ross, Phys. Lett. **B212** (1988) 391.

[7] WA2 group, Z. Phys. C21 27 (1993).

[8] P. Ratcliffe, Nucl. Phys. B192 180 (1992).

[9] N. Isgur, *The Spin Structure of the Nucleon*, Erice School, 1995, Edited by B. Frois, V. H. Hughes and N. de Groot.

[10] J. Ellis and R.L. Jaffe, Phys. Rev. D9 1444 (1974); ibid. D10 1669 (1974).

[11] Spin Muon Collaboration, Phys. Rev. D56 (1997) 5330.

[12] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 438; 15, (1972) 675; G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B216 (1977) 298; Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46, (1977) 641.

[13] R.M. Barnett et al., Review of Particle Physics, Phys. Rev. D54 1 (1996).

[14] H1 Collab., C. Adloff et al., Nucl. Phys. **B545** 21-44 (1999).

[15] H1, S. Aid et al., Nucl. Phys. **B449** 3 (1995).

[16] A. Bravar et al., Phys. Lett. **B412** 349 (1981).

[17] N. Doble, L. Gatignon, G. von Holtey and F. Novoskoltev, Nucl. Instrum. Methods **A343** 351 (1994).

[18] SMC, B. Adeva et al., Nucl. Instrum. Methods **A343** 363 (1994).

[19] N. Hayashi, *Study of the Spin Structure of the Deuteron and Precise Measurement of the SMC Polarized Target*, thèse, Nagoya University, Feb. 1994.

[20] D. Thers, *Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS*, thèse de l'Université Blaise Pascal à Clermont-Ferrand (2001).

[21] B. Ketzer et al., *GEM detectors for COMPASS*, presented at IEEEE Nucl. Sci. Sympposium, Lyon, Oct. 15-20, 2000. To be published in IEEE Trans. Nucl. Sci.

[22] G.Baum et al., *The COMPASS RICH project*, submitted to the Proceedings of RICH98, Ein-Gedi, Dead-Sea, 15-20 November, 1998.

[23] Alice DAQ group, Alice Date V3, ALICE 98/44 internal note/DAQ.

[24] http://garfield.web.cern.ch/garfield/

[25] W. Blum, L. Rolandi, Particule Detection with Drift Chambers, STMP, 1993.

[26] W. Riegler, *Limits to drift chamber resolution*, thèse, Institut für Kernphysik, Vienne (1997).

[27] B.Siter, G.I. Merson, V.A. Chechin, Yu.A. Budagov, Ionization Measurements in High Energy Physics, STMP 124, 1993.

[28] http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/Welcome.html#stat

[29] T9 Test beam user's handbook (CERN).

[30] T11 Test beam user's handbook (CERN).

[31] LeCroy Research System, 1996 Catalog.

[32] E. Delagnes et al., SFE16, *A Low Noise Front-End Integrated Circuit Dedicated to the Readout of Large Micromegas Detectors*, Nuclear Science, IEEE Transactions on , Volume: 47 Issue: 4 Part: 1 , Aug. 2000.

[33] http://www.ortec-online.com/electronics/preamp/142abc.htm

[34] F. Kunne, *Test sur le faisceau T11 au CERN (Oct-Nov 1998), analyse des données MICROMEGAS*, SPHN, note interne (1998).

[35] F. Kunne, *Test sur le faisceau T9 au CERN (Juil 1999), analyse des données MICROMEGAS*, SPHN, note interne (1999).

[36] D. Bederede et al., Nucl. Instr. Meth. **A334**, 88 (1995).

[37] I. Augustin et al., *The Drift Chamber Electronics and Readout for the NA48 Experiment*, CERN-OPEN-97-030, July, 1997.

[38] J. Urban, *A Short Description of ASD8, Test Measurements with a Drift Chamber*, University of Freiburg, Germany, Sept 1997.

[39] F.Gonella et M.Pegoraro, *A prototype frontend ASIC for the muon chambers of CMS barrel*, INFN - *Padova*.

[40] E.Delagne, communication personnelle.

[41] http://coral.cern.ch/

[42] G. Ingelmann, J. Rathsman, Computer Physics Communications, 101 (1997) 135-142.

[43] J. Pretz, *Geometrical Trigger Acceptance*, COMPASS, note interne (2000).

[44] J. Le Goff, H. Pereira, *Acceptance for D^0 and D^* channels with SMC target*, COMPASS, note interne (2001).

Résumé

L'expérience COMPASS a lieu au CERN et mesure la contribution du spin des gluons au spin du nucléon, ΔG. Cette mesure requiert entre autres choses une reconstruction précise des trajectoires des particules dans des conditions difficiles en terme de flux incident. Cette thèse est consacrée au développement des chambres à dérive de COMPASS construites au CEA, à Saclay pour reconstruire la trajectoire des particules émises à grand angle. Les objectifs et le dispositif de COMPASS y sont brièvement décrits. L'ensemble des études expérimentales et des simulations réalisées pour optimiser le fonctionnement des chambres de COMPASS et valider les choix effectués à ce titre est ensuite présenté. Les chambres à dérive consistent en deux ensembles de huit chambres chacun, situés immédiatement en aval de la cible de COMPASS. Chaque chambre possède 176 fils de longueur 1.2 m au pas de 7 mm. Le mélange gazeux permettant la détection des particules est constitué d'argon (45 %), d'éthane (45 %) et de tetrafluorocarbone (10 %). L'électronique de lecture du signal induit lors du passage d'une particule est l'amplificateur ASD8. Compte tenu de ces choix, l'occupation des signaux induits dans le détecteur vaut 70 ns, ce qui en assure le bon fonctionnement à haut flux sur toute l'acceptance de COMPASS excepté dans la région centrale (diamètre 40 cm). Dans cette région la détection des particules est assurée par des chambres Micromégas et les chambres à dérive sont désactivées. Un procédé original de désactivation *réversible* a été testé à l'aide de prototypes de chambres à dérive puis validé dans des conditions proches de celles de COMPASS. Le premier ensemble de chambres à dérive a été construit et mis en œuvre dans COMPASS pour la première prise de données de l'expérience en 2001. Les résultats préliminaires le concernant et obtenus au cours de cette période sont finalement présentés de façon à quantifier les performances du détecteur dans les conditions nominales.

Summary

The COMPASS experiment measures the gluon spin contribution to the nucleon spin, ΔG. This measurement requires amongst other things high precision tracking detectors operating under high particle rates. This thesis focuses on the drift chambers which have been designed and constructed by the CEA at Saclay, France, to perform the tracking at large angle in the very first part of the spectrometer. First, the COMPASS objective and experimental setup are briefly described. An overview of the experimental optimization as well as the simulations performed so that the drift chambers fulfill the COMPASS requirements is then presented. The drift chambers consist in two stations of eight chambers each, located immediately downstream of COMPASS target. Each chamber has 176 wires of length 1.2 m. The pitch is 7 mm. The gas mixture used for particle detection consists in argon (45 %) ethane (45 %) and tetrafluoro-carbon (10 %).

This design ensures proper detection capability under high rates on the full COMPASS acceptance except in the center (diameter 40 cm). In this region, particle detection is performed using Micromegas chambers and the drift chambers are neutralized. The neutralization is reversible. It has been tested using smaller size drift chamber prototypes and validated in almost nominal conditions. The first drift chamber station has been constructed and operated during the fist COMPASS data taking in 2001. Preliminary results are given to quantify the detector performances in nominal conditions.